

Untersuchung von Multipolriesenresonanzen in ^{40}Ca

von

Heinrich Rost

aus

Weismain

1979 № 390



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546213_0063

Untersuchung von Multipolriesenresonanzen in ^{40}Ca

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt

von

Heinrich Rost

aus

Weismain



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	18. Juli 1979
Vorsitzender der Promotionskommission:	Prof. Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. A. Hofmann
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. E. Finckh

Zusammenfassung.....	1
I. Einleitung.....	3
II. Zur Theorie der Riesenresonanzen.....	5
1) Das hydrodynamische Modell.....	5
2) Die Riesenresonanzen im Schalenmodell.....	7
3) Summenregeln.....	9
III. Bemerkungen zu DWBA-Rechnungen.....	11
1) Wechselwirkungspotentiale für verschiedene Multipolanregungen.....	11
2) B(EL)-Werte aus DWBA-Analysen.....	13
3) Wirkungsquerschnitte für verschiedene Multipolanregungen und verwendetes opt. Potential.....	14
IV. Durchführung des Experiments in Karlsruhe.....	16
1) Kammer und Detektoren.....	16
2) Die Targets.....	18
3) Aufnahme der Spektren und Auswertung.....	19
4) Das Untergrundproblem.....	20
V. Ergebnisse der 104-MeV- α -Streuung an ^{40}Ca	23
1) Der elastische WQ und der Wirkungsquerschnitt für die Zustände 3.73 MeV $J^\pi = 3^-$ und 3.90 MeV $J^\pi = 2^+$	23
2) Riesenresonanzzustände in ^{40}Ca	26
a) Der Anregungsbereich um 18.5 MeV.....	28
b) Der Anregungsbereich um 21 MeV.....	29
c) Der Bereich um 16 MeV.....	32
d) Der Bereich um $E_x = 14.3$ MeV.....	34
3) Zusammenfassung und Diskussion.....	36
VI. Die Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$	42

VII. Durchführung der Experimente $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$	44
1) Streuung polarisierter Protonen an ^{39}K	44
a) Target und Detektoren.....	44
b) Messung der Analysierstärke.....	45
c) Aufnahme und Auswertung der Spektren.....	46
2) Messung der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$	47
VIII. Ergebnisse aus den Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$	47
1) Elastische Protonenstreuung.....	47
a) Resonanzen im opt. Modell.....	47
b) Abschätzung des compoundelastischen Anteils bei der Reaktion $^{39}\text{K}(\vec{p}, p_0)^{39}\text{K}$	49
c) Streuphasenanalyse.....	51
i) Das Verfahren.....	51
ii) Ergebnisse.....	52
2) Ergebnisse der inelastischen Protonenstreuung....	59
3) Ergebnisse der Messung der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$	61
4) Zusammenfassung der Ergebnisse der Protonen- streuung und der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$	61
IX. Abschlußbemerkungen.....	64
Zitate.....	65

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Riesenresonanzzustände in ^{40}Ca durch Streuung von 104 MeV α -Teilchen an ^{40}Ca und durch die Reaktion $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ untersucht.

Die gestreuten α -Teilchen wurden unter extremen Vorwärtswinkeln ($\theta_L = 4^\circ - 16^\circ$) gemessen, da sich bei den Vorwärtswinkeln die Wirkungsquerschnitte für die Anregung von Zuständen mit Spin 0 und 1 stark von denen mit höheren Spins unterscheiden.

Ziel dieses Experiments war vor allem die Untersuchung des Riesenresonanzgebietes in ^{40}Ca auf die Beimischung von 0^+ oder 1^- -Zuständen hin. Es wurden neben der bekannten elektrischen Quadrupolriesenresonanz bei $E_x \approx 18.5$ MeV (25 % EWSR) noch Anteile von EO-Stärke bei $E_x \approx 21$ MeV (6 % EWSR) und Hinweise auf (isoscalare) E1-Stärke bei $E_x \approx 14$ MeV und $E_x \approx 16$ MeV gefunden. Die Existenz solcher E1-Zustände war schon aus der Reaktion $^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma_o)^{40}\text{Ca}$ bekannt (Wat 73). Über ihre Anregung durch Streuung hochenergetischer α -Teilchen wurde bisher nicht berichtet.

Bei den Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ wurden in den Kanälen (p, p_o) , (p, p_4) , (p, α_o) und (p, α_1) bei Einschußenergien um 10 MeV ($E_x(^{40}\text{Ca}) \approx 18$ MeV) resonante Strukturen beobachtet. Eine für die elastische Protonenstreuung durchgeführte Streuphasenanalyse erbrachte jedoch keine quantitativen Aussagen über die Resonanzparameter.

Eine Entwicklung der Wirkungsquerschnitte nach Legendrepolynomen für die übrigen Reaktionskanäle ließ keinen Schluß auf die Dominanz eines bestimmten L-Wertes zu. Der einzige Hinweis auf den Zusammenhang der beobachteten resonanten Strukturen mit der Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca ist daher die energetische Lage um $E_x \approx 18$ MeV.

Insgesamt gesehen, waren die beobachteten Strukturen jedoch nicht sehr ausgeprägt, so daß man schließen kann, daß die Anregung der Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca durch Protonen über den Grundzustand von ^{39}K nicht sehr stark erfolgt.

Dies ist in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen (Knü 78) und experimentellen Ergebnissen über den Protonenzerfall der E2-Riesenresonanz in den Grundzustand von ^{39}K (Youn 77, Moa 77).

I. Einleitung

Seit längerer Zeit ist die Existenz der elektrischen Dipolriesenresonanz im Atomkern experimentell gesichert. Sie tritt besonders deutlich in den Wirkungsquerschnitten der Einfangreaktionen $A(p,\gamma)B$ und $A'(n,\gamma)B$ und den dazu inversen Reaktionen $B(\gamma,p)A$ und $B(\gamma,n)A'$, sowie in der Elektronenstreuung auf. Die energetische Lage dieser Resonanz gehorcht grob der Abhängigkeit $E_x = 77 \cdot A^{-1/3}$ MeV. Ihre Breite beträgt einige MeV.

Die Größe des Wirkungsquerschnittes und die damit verbundene große Übergangsstärke lassen darauf schließen, daß es sich dabei um eine kollektive Anregung des Kernes handelt; gut bewährt hat sich die Annahme, daß die Protonen des Kernes gegen die Neutronen eine Dipolschwingung ausführen (Stein 50).

In den letzten Jahren wurden sowohl bei der inelastischen Elektronenstreuung als auch bei der Hadronenstreuung neue energetisch hochliegende breite Zustände mit kollektivem Charakter gefunden (Sa 74, Be 76), die z.T. einen erheblichen Bruchteil der entsprechenden Gesamtübergangsstärke des Kernes ausschöpfen. Man spricht daher von Multipolriesenresonanzen.

Die experimentellen Ergebnisse sind teilweise noch recht widersprüchlich. Dies gilt vor allem für die Monopolriesenresonanz ($E0$), die wegen ihres unmittelbaren Zusammenhanges mit der Kompressibilität der Kernmaterie von besonderem Interesse ist.

Als verhältnismäßig gesichert gilt mittlerweile die Existenz der isoskalaren ($\Delta T=0$) elektrischen Quadrupolriesenresonanz ($E2$). Die energetische Lage dieser Resonanz läßt sich bei nicht zu leichten Kernen ($A \gtrsim 40$) durch $E_x \approx 63 \cdot A^{-1/3}$ MeV beschreiben. Sie liegt also energetisch tiefer als die Dipolriesenresonanz.

In neuerer Zeit scheint sich allerdings immer mehr herauszustellen, daß im Gebiet der $E2$ -Riesenresonanz Anteile anderer Multipolordnungen, speziell $E0$, auftreten (Woud 77, Youn 77a, Mart 75, Bert 79).

Eine sensitive Methode zur Bestimmung der Multipolarität von Riesenresonanzen ist die Messung der Winkelverteilung von Hadronenstreuung unter extremen Vorwärtswinkeln. Dort unterscheiden sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Multipolanregungen sehr deutlich (E0 von E2, E1 von E3). Daher liegt es nahe, Messungen unter solchen Winkeln durchzuführen. Bisher gibt es lediglich ein Experiment (Youn 77a) bei dem dieses Verfahren angewandt wurde. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgte eine Messung am 104 MeV α -Strahl des Zyklotron des Kernforschungszentrums Karlsruhe, bei der die α -Streuung am ^{40}Ca zwischen $\theta_L = 4^\circ$ und $\theta_L = 16^\circ$ beobachtet wurde. Ziel war es, die Multipolordnungen und Stärken von hochangeregten kollektiven Zuständen in ^{40}Ca zu untersuchen.

Parallel dazu wurden am Erlanger Tandembeschleuniger Anregungsfunktionen der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ ($5.3 \text{ MeV} \leq E_p \leq 11.5 \text{ MeV}$) und $^{39}\text{K}(\bar{p}, p')^{39}\text{K}$ ($7.2 \text{ MeV} \leq E_p \leq 11.3 \text{ MeV}$) gemessen. Bei diesen Einschußenergien befindet sich das System ($^{39}\text{K}+p$) im Anregungsbereich der Riesenresonanzen des ^{40}Ca . Hier sollte untersucht werden, ob sich die Riesenresonanzen durch augenfällige Effekte bemerkbar machen.

II. Zur Theorie der Riesenresonanzen

Eine Riesenresonanz kann durch drei Eigenschaften charakterisiert werden.

- Sie tritt, außer bei sehr leichten Kernen, im gesamten Massenbereich auf; die Anregungsenergie E_x hängt kontinuierlich von der Massenzahl A ab.
- Sie ist auf einen verhältnismäßig engen Anregungsbereich der Kerne beschränkt (einige MeV).
- Es wird ein größerer Prozentsatz der betreffenden energiegewichteten Summenregel ausgeschöpft. (Vgl. Abschnitt 3 dieses Kapitels).

Das bekannteste Beispiel für eine Riesenresonanz ist die seit längerer Zeit experimentell nachgewiesene elektrische (E1) Dipolriesenresonanz. Diese kann als kollektive Dipolschwingung der Neutronen gegen die Protonen verstanden werden.

1) Das hydrodynamische Modell

Ein sehr erfolgreiches Modell zur Beschreibung der E1-Riesenresonanz ist das hydrodynamische Modell von Steinwedel und Jensen (Stein 50). In diesem Modell wird angenommen, daß die Massendichte des Kernes ρ_0 eine Konstante ist, die sich aus den Dichten der Protonen ρ_p und Neutronen ρ_n zusammensetzt. Eine Vibration des Kernes ist daher mit einer zeitlichen Änderung der Protonen- und Neutronendichte verbunden, und zwar so, daß die Neutronen gegen die Protonen schwingen. Dieser Ansatz beinhaltet somit nur isovektiorelle ($\Delta T = 1$) Schwingungsmoden.

Im folgenden soll dieses Modell kurz skizziert werden:

Es gilt: $\rho_0 = \rho_p + \rho_n$

$$\rho_p = \rho_p^0 + \eta(\vec{r}, t) \quad \rho_n = \rho_n^0 - \eta(\vec{r}, t)$$

$$\text{mit } \rho_p^0 = \frac{Z}{A} \rho_0 \quad \rho_n^0 = \frac{N}{A} \rho_0 \quad \text{und} \quad \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_0 = 1.$$

Da der Kern als Ganzes ruhen soll, muß gelten:

$$\rho_p \cdot \vec{v}_p + \rho_n \vec{v}_n = 0 \quad \vec{v}_{p,n} \text{ Geschwindigkeit der Protonen- bzw. Neutronenflüssigkeit}$$

Über die kinetische Energie und die potentielle Energie der Schwingungen erhält man schließlich als Differentialgleichung für η

$$\ddot{\eta} = \mu^2 \Delta \eta$$

wobei $\mu^2 = \frac{ZN}{A^2} \cdot \frac{8a_s}{m_N}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Dichteschwingungen im Kern ist; a_s ist die Konstante des Symmetrieterms der Bindungsenergie $E_s = a_s \frac{(A-2Z)^2}{A}$ mit $a_s \approx 23.7$ MeV. Mit dem Ansatz $\eta(\vec{r}, t) = e^{i\omega t} \eta(\vec{r})$ und $K = \frac{W}{U}$ erhält man schließlich

$$\Delta \eta + k^2 \eta = 0$$

Die Lösungen dieser Gleichung lassen sich nach Multipolen entwickeln

$$\eta(\vec{r}) = \sum_{l,m} N_l \cdot j_l(Kr) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

j_l sind die sphärischen Besselfunktionen und Y_{lm} die Kugelflächenfunktionen. Für $l = 0$ erhält man die Monopol-, für $l = 1$ die Dipol-, für $l = 2$ die Quadrupolriesenresonanz usw. Die Energie der einzelnen Schwingungen erhält man aus der Randbedingung

$$\frac{\partial \eta}{\partial r} = 0 \quad \text{bei } r = R_0 = r_0 A^{1/3}$$

(An der Kernoberfläche verschwindet die Radialkomponente von v). Diese Randbedingung ergibt

$$j'_l(kR_0) = 0.$$

Die erste Nullstelle von j'_1 liegt bei $kR_0 \approx 2.08$. Die Wellenzahl der niedrigsten Dipolriesenresonanz beträgt also $k_0 = \frac{2.08}{R_0}$. Daraus erhält man für ihre energetische Lage

$$\hbar \omega_0 = \sqrt{4 \frac{NZ}{A^2}} \cdot \frac{76.5}{A^{1/3}} \text{ MeV}$$

Dies stimmt gut mit der experimentell gefundenen Energieabhängigkeit von $E_x = 77 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$ überein.

Für die niedrigste Quadrupolriesenresonanz ergibt sich aus diesem Modell eine um den Faktor 1.6 höhere Energie als bei der Dipolriesenresonanz, also eine Energieabhängigkeit von $E_x \approx 122 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$. Für diesen Anregungsbereich der Kerne gibt es zur Zeit keine zuverlässigen Daten; daher kann die Existenz dieser isovektoriellen E2-Riesenresonanz noch nicht als gesichert angesehen werden. Hingegen wurde eine Quadrupolriesenresonanz bei $E_x \approx 63 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$ mit isoscalarem Charakter in den meisten Kernen gefunden. In neuerer Zeit wurde das hydrodynamische Modell erweitert, so daß auch isoscalare Riesenresonanzen damit beschrieben werden können. (Eis 70).

2) Die Riesenresonanzen im Schalenmodell

Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung von Riesenresonanzen ergibt sich aus dem Schalenmodell des Atomkerns. Ausführlichere Darstellungen finden sich z.B. in (Don) und (Bohr⁷⁵). Im folgenden wird das Zustandekommen von Riesenresonanzen in einem einfachen Bild plausibel gemacht. Im Schalenmodell gruppiert sich das Energieniveauschema des Kerns in Hauptschalen, die wir hier mit N , $N+1$ usw. bezeichnen wollen. In jeder dieser Hauptschalen gibt es Unterschalen. Die energetische Breite einer Hauptschale beträgt einige MeV. Der Abstand der Hauptschalen voneinander beträgt etwa $\hbar \omega_0 \approx 41 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$. Die Parität der Hauptschalen wechselt beim Übergang in die nächst höhere (oder tiefere) um $\Delta\pi = -1$. In Abb. II.1. ist schematisch das Niveauschema des Schalenmodells dargestellt.

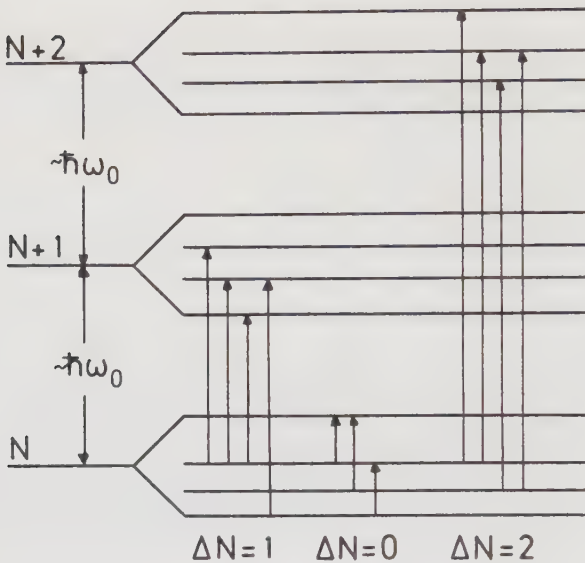


Abb. II.1.: Schematischer Aufbau des Kerns nach dem Schalenmodell. Die Hauptschalen sind mit N , $N+1$ usw. bezeichnet. Mögliche 1-Teilchenübergänge sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

Die Übergänge innerhalb einer Schale ($\Delta N=0$) führen zu niedrig liegenden Anregungszuständen der Kerne. Die E1-RR kommt in diesem Modell durch Übergänge zwischen benachbarten Hauptschalen ($\Delta N=1$) zustande, während den E2-Riesenresonanzen Übergänge mit $\Delta N=2$ entsprechen. Bei den Berechnungen wird von Einteilchenoperatoren, die für isoscalare EL-Anregung die Form r_Y^{LM} haben, ausgegangen. Dies führt zunächst zu einer Vielzahl von 1-Teilchen-Lochübergängen (1TL) (vgl. Fig. II.1.). Durch den Einfluß der Restwechselwirkung werden mehrere 1TL-Zustände konstruktiv überlagert und ergeben so im Endeffekt eine kollektive Anregung. Die Isospinwechselwirkung ist attraktiv für $\Delta T=0$ -Zustände und verursacht damit eine energetische Absenkung der Zustände. Für isovektorielle Zustände ist die Isospinwechselwirkung repulsiv und führt zu einer Anhebung der $\Delta T=1$ -Zustände. Dies sieht man an den

Anregungsenergien der isovektoriellen E1 und der isoscalaren E2-Riesenresonanzen. Die E1-Riesenresonanz würde man nach dem einfachen Schalenmodell bei $E_{w_0} \approx 41 \cdot A^{-1/3}$ MeV erwarten, tatsächlich wird sie aber bei $E_x \approx 77 \cdot A^{-1/3}$ MeV gefunden.

Bei der isoscalaren Quadrupolriesenresonanz führt der Isospin von $\Delta T=0$ zu einer Absenkung der erwarteten Anregungsenergie von $2 E_{w_0} \approx 82 \cdot A^{-1/3}$ MeV auf $E_x \approx 63 \cdot A^{-1/3}$ MeV.

Neben dem Isospin T dient der Spin S zur Charakterisierung der Riesenresonanzzustände. Bei Übergängen mit $\Delta S=0$ spricht man von elektrischen Anregungen, bei $\Delta S=1$ Übergängen von magnetischen. Diese besitzen unnatürliche Parität und werden bei Streuung von spinlosen Teilchen an Spin-0-Kerne nur sehr schwach angeregt. Sie werden im folgenden nicht weiter diskutiert.

3) Summenregeln

Ein Maß für die Stärke eines kollektiven Überganges ist der Prozentsatz der Ausschöpfung der energiegewichteten Summenregel (EWSR). Zur Gewinnung der Summenregel bildet man den Ausdruck

$$S_L = \sum_n (E_n - E_0) |\langle n | Q_{LM} | 0 \rangle|^2 = \sum_n (E_n - E_0) B(EL)$$

Dabei ist Q_{LM} der isoscalare Multipolmomentoperator für ein System von A Nukleonen. Er lautet für die Multipolarität L:

$$Q_{LM} = \sum_{i=1}^A r_i^L Y_{LM}(\theta_i, \varphi_i)$$

In der Summe erstreckt sich der Index n über alle möglichen Anregungen des Kerns, die die Multipolarität L besitzen. Unter der Annahme, daß das Nukleon-Nukleon-Potential geschwindigkeitsunabhängig ist, berechnet sich obiger Ausdruck für $\Delta S = \Delta T = 0$ Übergänge und $L \geq 2$ zu (Sa 74)

$$S_L = \frac{A \hbar^2}{8\pi m} L(2L+1) \langle r^{2L-2} \rangle$$

$\langle r^L \rangle$ = rout-mean-square Radius (rms) der Ladungsverteilung des Grundzustandes, m = Nukleonenmasse, A = Massenzahl des Kernes.

Dieser Ausdruck ist weitgehend modellunabhängig und sollte die gesamte EL-Stärke des betreffenden Kernes enthalten. Das ist die sogenannte energiegewichtete Summenregel der Multipolarität L . Die Summenregel in dieser Form ist gültig für $L \geq 2$. Für $L = 0$ erhält man einen ähnlichen Ausdruck (Sa 72)

$$S_0 = \frac{2A \hbar^2}{m} \langle r^2 \rangle$$

Bei der Analyse von kollektiven Anregungen durch DWBA-Rechnungen gewinnt man aus dem Experiment die "Deformationsparameter" β_L . Die Summenregeln, ausgedrückt durch diese Parameter lauten (Sa 72, Be 76)

$$\sum_n (E_n - E_0) \beta_L^2 (0 \rightarrow n) = \frac{4\pi}{3A} \cdot L(2L+1) \frac{\hbar^2}{2mR^2} \text{ für } L \geq 2$$

und

$$\sum_n (E_n - E_0) \beta_0^2 (0 \rightarrow n) = \frac{20\pi \hbar^2}{6AmR^2} \text{ für } L = 0$$

mit $\langle r^L \rangle = \left(\frac{3}{L+3}\right) R^L$ für eine gleichmäßige Massenverteilung (Kastenform). R = Kernradius. In dieser Form wurden die energiegewichteten Summenregeln in dieser Arbeit verwendet.

III. Bemerkungen zu DWBA-Rechnungen

1) Wechselwirkungspotentiale für verschiedene Multipolanregungen

Inelastische Wirkungsquerschnitte werden bei höheren Einschußenergien der Primärteilchen im allgemeinen gut durch DWBA-Rechnungen beschrieben. In dieser Näherung wird das Übergangsmatrixelement durch ein Wechselwirkungspotential zwischen "gestörten" Wellen gebildet (Aus 70). Dieses Wechselwirkungspotential wird bei kollektiven Anregungen durch eine Deformation des optischen Potentials erhalten. Man setzt an:

$$R \rightarrow R \left(1 + \sum_M \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \varphi) \right)$$

Eine Taylorentwicklung des opt. Potentials ergibt dann in erster Ordnung einen Wechselwirkungsterm, der hauptsächlich an der Kernoberfläche wirkt

$$V = -\beta_L \cdot \frac{R}{a} V_O \cdot \frac{df}{dx} Y_L^O / \sqrt{2L+1}$$

mit $f(x) = (e^x + 1)^{-1}$ und $x = \frac{r-R}{a}$ (Woods-Saxon-Form)

β_L ist der sog. Deformationsparameter, der dem Experiment durch Anpassen des gemessenen an den gerechneten Wirkungsquerschnitt entnommen wird

$$\beta_L^2 = \frac{\zeta_L^{(Exp)}}{\zeta_L^{(DWBA)}}$$

Ist der Grundzustands-Spin des Kernes 0, so ist L der Spin des angeregten Zustandes. Es ist zu bemerken, daß in diesem Formalismus nicht zwischen einer Rotation oder Vibration des Kernes unterschieden werden kann.

Für den Fall $L = 1$ bedeutet diese Entwicklung jedoch lediglich eine Schwerpunktsbewegung des Kernes, die zu keiner Anregung führen kann. Eine $L = 1$ -Anregung bei festgehaltenem Schwerpunkt wird möglich, wenn 2 Oszillationen gleichzeitig

zugelassen werden, nämlich eine in R wie oben und eine in der Diffuseness a (Sa 67)*)

$$a \rightarrow a \left(1 + \sum_M \alpha_{LM} Y_{LM}(\theta, \varphi) \right)$$

Das sich ergebende Wechselwirkungspotential ist dann

$$V = -\beta_1 \left(\frac{R'}{a} V_0 \frac{df(x)}{dx} - \frac{V_0}{a} r \frac{df(x)}{dx} \right)$$

$$\text{mit } R' = R \left(1 - \frac{\pi^2 a^2 (R^2 + 1 \frac{7}{5} \pi^2 a^2)}{R^2 (R^2 + \pi^2 a^2)} \right)$$

Der Faktor $Y_L^0 / \sqrt{2L+1}$ wurde hier wie im folgenden weggelassen. Diese Form der Wechselwirkung beschreibt eine isoscalare ($\Delta T=0$) kollektive L = 1 Anregung.

Eine Anregung mit L = 0 bedeutet eine Kompressionsschwingung des Kernes. Als Bedingung, die in der allgemeinen Entwicklung des Potentials nicht enthalten ist, muß gelten, daß das Integral über die Dichteverteilung einen konstanten Wert behält (Erhaltung der Nukleonenzahl). Eine Abnahme des Kernradius beispielsweise muß zur Folge haben, daß die Nukleondichte im Zentrum zunimmt. Dies bedeutet, daß zum "Oberflächenterm" des Wechselwirkungspotentials noch ein Volumenterm dazukommt. In Ref. (Sa 72) werden zwei Versionen für das Wechselwirkungspotential für L = 0 angegeben.

$$\text{Version 1} \quad V = -\beta_0 \left(3V_0 \cdot f(x) + \frac{V_0}{a} \cdot r \cdot \frac{df(x)}{dx} \right)$$

Dieses Ergebnis beruht auf einer Dichteschwingung des Kernes

$$\rho_0(r) \rightarrow \rho_0(r) + \delta \rho(r) \quad \text{mit} \quad \int \delta \rho d^3 r = 0$$

$$\text{Version 2} \quad V = -\beta_0 \left(X \cdot V_0 \cdot f(x) + \frac{R}{a} V_0 \frac{df(x)}{dx} \right)$$

$$\text{Mit } X = \left(3 + \left(\frac{\pi a}{R} \right)^2 \right) / \left(1 + \left(\frac{\pi a}{R} \right)^2 \right)$$

Hier wird der Kernradius geändert $R \rightarrow R (1 + \alpha)$.

*) Diese Anregungsart kann auch bei höheren Multipolordnungen angewandt werden, ist aber i.a. nicht von einer Radiusoszillation allein unterscheidbar.

Beide Versionen liefern bei DWBA-Rechnungen ähnliche Ergebnisse.

Die angeführten Wechselwirkungspotentiale beschreiben isospinunabhängige ($\Delta T = 0$), kollektive Anregungen. Während die Anregung der Dipolriesenresonanz ($\Delta T = 1$) durch α -Streuexperimente isospinverboten ist (Sat 72), ist die Anregung von 1^- -Zuständen mit $\Delta T = 0$ erlaubt.

In dieser Arbeit wurde bei der Analyse der Wirkungsquerschnitte im hochangeregten Bereich von ^{40}Ca neben den üblichen $L = 0, 2, 3$ - Anregungen auch eine Beimischung von 1^- -Zuständen zugelassen, wo dies erforderlich schien.

2) B(EL)-Werte aus DWBA-Analysen

Mit Hilfe der aus DWBA-Analysen gewonnenen Deformationsparameter β_L lassen sich im Rahmen des Rotations- bzw. Vibrationsmodells elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen (Bern, Be 76)

$$B(EL) = \beta_L^2 \left(\frac{3ZeR^L}{4\pi} \right)^2$$

Die B(EL) Werte scheinen dabei allerdings bei Verwendung von β_L -Werten aus der Hadronenstreuung systematisch kleiner zu sein, als Werte aus Experimenten mit rein elektromagnetischer Wechselwirkung (Bern) (Elektronenstreuung, Untersuchung des β -Zerfalls). Manche Autoren (Woud 77) korrigieren daher die durch Hadronenstreuung ermittelten B(EL)-Werte (bei Resonanzen geht dies in die Ausschöpfung der Summenregeln ein). Ein übliches Verfahren ist, die B(EL)-Werte für niedrig liegende Zustände (meist nur einer) mit B(EL)-Werten aus elektromagnetischen Messungen für diese Zustände zu vergleichen. Der sich so ergebende Faktor wird als Korrekturfaktor für hochliegende Zustände verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wurden solche Korrekturfaktoren aus dem niedrigsten 3^- -Zustand und 2^+ -Zustand ermittelt. Es ergaben sich stark unterschiedliche Werte. Im Einklang mit

vielen anderen Autoren wurde daher auf eine Korrektur der DWBA- β -Werte verzichtet (s. Kap. V.1).

3) Wirkungsquerschnitte für verschiedene Multipolanregungen und verwendetes optisches Potential

Für die DWBA-Rechnungen dieser Arbeit wurden die in Abschnitt 1) angegebenen Wechselwirkungspotentiale verwendet. Für Rechnungen mit $L = 0$ wurde Version 1 eingesetzt. Zur Durchführung der DWBA-Rechnungen wurde das Programm DWUCK4 (DWU) herangezogen. Für das opt. Potential wurde ein Parametersatz aus Ref. (Eick 75) übernommen. Dieser Potentialsatz wurde für die gesamte Analyse ohne Änderungen verwendet. Die α -Potentialparameter lauten

$$\begin{array}{llll} V_o = 126 \text{ MeV} & r_v = 1.2 \text{ fm} & a_v = 0.8 \text{ fm} & r_c = 1.3 \text{ fm} \\ w_o = 23 \text{ MeV} & r_w = 1.55 \text{ fm} & a_w = 0.646 \text{ fm} & \end{array}$$

In Abb. III.1 sind die Ergebnisse für $L = 0$, $L = 1$, $L = 2$ und $L = 3$ - Rechnungen für eine Anregungsenergie von 16 MeV in ^{40}Ca dargestellt.

Man sieht, daß die Wirkungsquerschnitte für $L = 0$ und $L = 2$ bis hin zu Vorwärtswinkeln von etwa 8 Grad phasengleich verlaufen. Erst ab etwa 7 Grad unterscheidet sich der Verlauf deutlich und wird gegenphasig. Charakteristisch für eine $L = 0$ -Anregung ist das tiefe Minimum bei den vordersten Winkeln, hier bei etwa 5.5 Grad. 0^+ -Zustände sollten an diesem Minimum erkenntlich sein.

Die Winkelverteilung für $L = 1$ läuft gegenphasig sowohl zu $L = 0$ als auch zu $L = 2$. Charakteristisch für $L = 1$ ist der kontinuierliche Anstieg des WQ ab etwa 8 Grad bis hin zu 4 Grad. Wie aus Fig. III.1 ersichtlich, kann diesen Anstieg keine andere Multipolordnung bewerkstelligen. Ein stärkeres Auftreten von 1^- -Zuständen sollte man an diesem Anstieg erkennen können. Die Winkelverteilungen für $L = 2$ und $L = 3$ schließlich zeigen unterhalb 8 bzw. 10 Grad keine stärkere Struktur. Erst dann beginnt der Abfall hin zu größeren Winkeln.

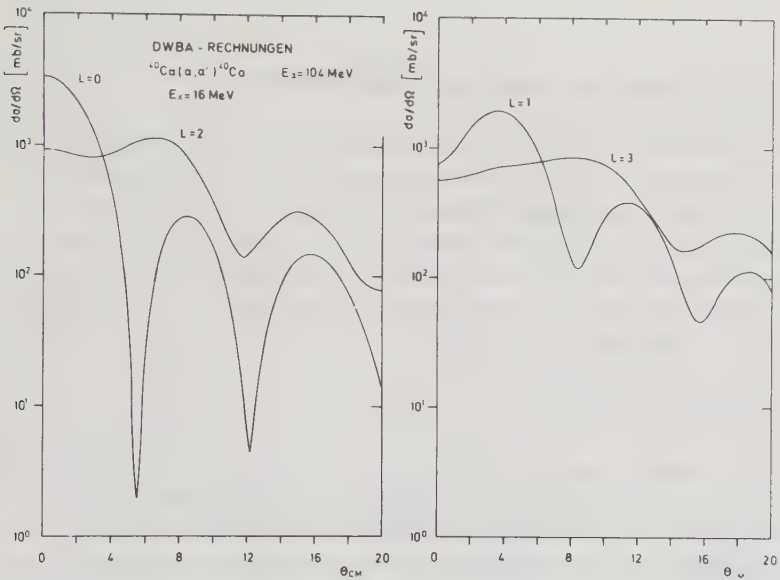


Abb. III.1.: DWBA-Rechnungen ($L = 0, 1, 2, 3$) für 104 MeV- α -Streuung an ^{40}Ca . Eine Anregungsenergie von 16 MeV wurde eingesetzt. Man beachte die unterschiedlichen Verläufe der Wirkungsquerschnitte bei den vorderen Winkeln.

Eine Messung unter Vorwärtswinkeln erscheint daher geeignet vor allem das Auftreten von 0^+ und 1^- -Zuständen sichtbar zu machen.

IV. Durchführung des Experiments in Karlsruhe

Das Experiment $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ wurde am 104 MeV- α -Strahl des Zyklotron des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt. Die Energieschärfe des Strahls wurde von einem 150 Grad Analysiermagneten bestimmt. Sie betrug etwa 50 keV. Die Messung des Targetstromes erfolgte in einem Faradaycup 2 m hinter dem Target. Das Ziel dieser Messung war, möglichst kleine Streuwinkel zu erreichen.

1) Kammer und Detektoren

Als Streukammer wurde die Karlsruher BBC-Kammer verwendet (Hab70). Sie zeichnet sich durch ihren großen Durchmesser aus (1,40 m), der sie für Streuexperimente unter extremen Vorwärtswinkeln besonders geeignet erscheinen läßt. So betrug der Abstand der Detektoren vom Target bei diesem Experiment 50 cm. Dies ermöglichte eine Messung bis hin zu $\Theta_L = 4^\circ$, ohne dabei in den Strahlbereich zu gelangen.

Zum Nachweis der gestreuten α -Teilchen wurde ein Teleskop aus Si-Oberflächensperrschicht-Detektoren ($\Delta E = 400\mu$, $E = 5000\mu$) verwendet, das in Verbindung mit einem "Particle Identifier" (ORTEC 423) die Trennung der gestreuten α -Teilchen von anderen Teilchenarten (^3He , ^3H , d, p) ermöglichte. In Abb. IV.1. ist ein Spektrum der Identifiziersignale dargestellt. Man erkennt eine praktisch quantitative Abtrennung der α -Teilchen von den übrigen Reaktionsprodukten. Messungen erfolgten unter den Laborwinkeln 4° , 5° , 6° , 7° , 8° , 9° , 13° , 14.5° und 16° . Der Öffnungswinkel des Teleskops betrug 0.34 Grad. Die Energieauflösung des Teleskops betrug zu Beginn des Experiments etwa 150 keV, wurde aber mit zunehmender Meßdauer etwas schlechter (wahrscheinlich wegen der hohen Strahlenbelastung unter den vordersten Winkeln) und betrug am Ende noch etwa 200 keV.

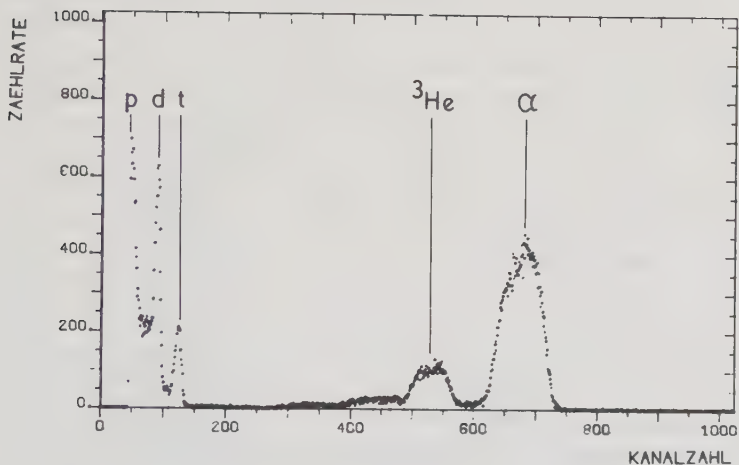


Abb. IV.1.: Spektrum der Teilchenidentifizierungssignale aus der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ bei $E_\alpha = 104$ MeV. Die Peaks für die einzelnen Teilchensorten sind klar zu erkennen. Die Zuordnung der Peaks zu den jeweiligen Teilchen ist eingezeichnet.

Abb. IV.2. zeigt ein Spektrum, das gegen Ende der Meßzeit mit einer Energieauflösung von ca. 200 keV aufgenommen wurde ($\Theta_L = 13^\circ$). Man erkennt zwar, daß der erste inelastische Peak aus zwei verschiedenen Linien besteht (3.73 MeV $I^\pi = 3^-$ und 3.90 MeV $I^\pi = 2^+$), doch sind beide nicht getrennt. Die Energieauflösung der übrigen Spektren war in keinem Fall schlechter. In Abb. IV.2. sind auch mehrere höher angeregte Zustände in ^{40}Ca zu erkennen. Die angegebenen Energien wurden aus Ref. (Endt 73) entnommen. Um etwaige Targetinhomogenitäten ausgleichen zu können und um den Sauerstoff- und Kohlenstoffgehalt des Targets laufend überwachen zu können, wurde ein weiterer Halbleiterdetektor (4000 μ dick) als Monitorzähler unter einem Winkel von $\Theta_L = 15^\circ$ installiert.

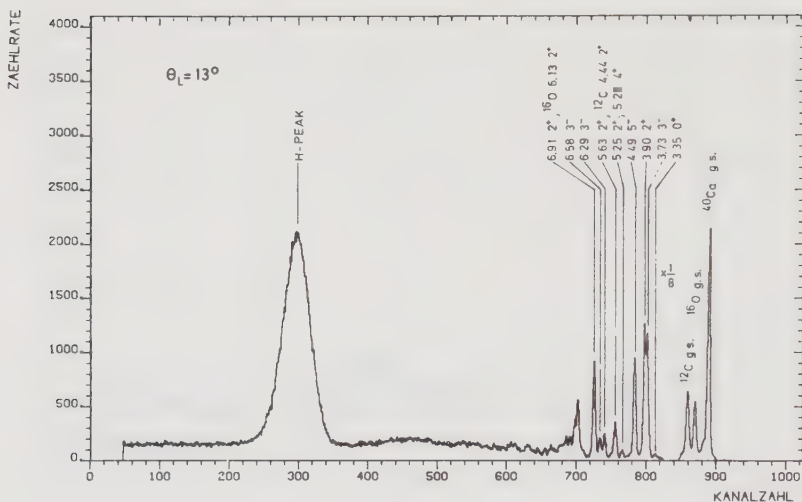


Abb. IV.2.: Identifiziertes Spektrum der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ unter einem Winkel von $\theta_L = 13^\circ$. Die eingezeichneten Energieniveaus (in MeV) und Spins in ^{40}Ca wurden Ref. (Endt 73) entnommen.

2) Die Targets

Das Meßtarget bestand aus einer selbsttragenden Folie von natürlichem Calcium (96.94 % ^{40}Ca). Es wurde durch Auswalzen eines blankgeschliffenen Ca-Stückchens selbst hergestellt. Um die Oxidation des Calciums bei dieser Prozedur möglichst niedrig zu halten, wurde die Folie ständig von einer Ölschicht bedeckt gehalten. Unmittelbar vor dem Einbau in die Streukammer wurde das Öl durch Abspritzen des Targets mit einem Lösungsmittel entfernt. Der Sauerstoffanteil des Targets konnte so relativ niedrig gehalten werden (<10 %). Die Targetdicke wurde durch Vergleich der an ^{40}Ca elastisch gestreuten α -Teilchen mit dem in einer früheren Arbeit

(Hab 70) bei derselben Einschußenergie gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitt für ^{40}Ca bestimmt. Sie betrug $3.65 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$.

Der Anteil des im Target vorhandenen Sauerstoffs und Kohlenstoffs an den Spektren (besonders im Riesenresonanzbereich) wurde durch Messungen mit Referenztargets für diese beiden Kerne ermittelt. Als Target für den Sauerstoff diente eine stark oxidierte Ca-Folie. Diese wurde dadurch hergestellt, daß eine ausgewalzte Ca-Folie einige Stunden an der Luft gelassen wurde und so von selbst oxidierte. Der Sauerstoffgehalt dieses Targets war etwa zehnmal so groß wie der des Meßtargets.

Das Target für den Kohlenstoff bestand aus einer selbsttragenden Polyäthylenfolie $((\text{CH}_2)_n)$.

Im Anschluß an jede Messung mit dem Meßtarget erfolgte eine Messung mit den Referenztargets. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Integrale der elastischen Linien für Sauerstoff und Kohlenstoff im Monitorzähler bei den Referenzmessungen etwa auf denselben Wert kamen wie bei der Messung mit dem Meßtarget. Der Anteil von Sauerstoff und Kohlenstoff an den Spektren konnte so sehr genau ermittelt werden. Der Einfluß dieser beiden Kerne auf die Spektren besonders im Riesenresonanzbereich von ^{40}Ca erwies sich als sehr klein; er wurde in der Auswertung durch Subtraktion berücksichtigt.

3) Aufnahme der Spektren und Auswertung

Die Aufnahme der Spektren erfolgte durch einen routbaren Vielkanalanalysator vom Typ LABEN 8000 mit einer Kanalauflösung von 1024 Kanälen pro Spektrum. Nach jeder Messung wurden die Spektren auf Lochstreifen übertragen. Diese wurden dann in Erlangen an der institutseigenen Rechenanlage PDP 15 mit dem Bildschirmauswerteprogramm A15 (A15) ausgewertet. Als störend bei der Auswertung erwies sich der elastische Wasserstoffpeak in den Spektren. Aufgrund der Kinematik der Reaktion $\text{H}(\kappa, \kappa)\text{H}$ wanderte dieser Peak mit zunehmenden Winkeln über die höheren Anregungszustände in ^{40}Ca . Eine Auswertung der in Abb. IV.2. sichtbaren dis-

kreten Anregungszustände in ^{40}Ca war daher oberhalb der beiden Zustände 3.73 MeV und 3.90 MeV bei Laborwinkeln, die kleiner als 9° waren nicht möglich. Zwischen Winkeln von $\theta_L \approx 9.5^\circ$ bis $\theta_L \approx 12.5^\circ$ überdeckt der Wasserstoffpeak das Riesenresonanzgebiet in ^{40}Ca . Daher erklärt sich auch die Lücke zwischen $\theta_L = 9^\circ$ und $\theta_L = 13^\circ$ in den Winkelverteilungen dieser Arbeit.

4) Das Untergrundproblem

Als großer Unsicherheitsfaktor bei der Integration von Linien hochangeregter Zustände, die auf einem größeren Untergrund sitzen, erweist sich allgemein die Wahl des abzuziehenden Untergrundes. Die Höhe des Untergrundes besonders bei extremen Vorwärtswinkeln hängt dabei empfindlich von der Strahlführung ab. In Abb. IV.3. sind zwei Spektren dargestellt. Beide wurden unter $\theta_L = 4^\circ$ mit demselben Target und etwa der gleichen Meßzeit aufgenommen. Man sieht, daß die Untergrundverhältnisse bei Spektrum 1 extrem schlecht sind, so daß in diesem Fall eine sinnvolle Auswertung fast unmöglich ist.

Betrachtet man dagegen Spektrum 2, so ist hier der Untergrund wesentlich niedriger und es erscheinen Peaks, die in Spektrum 1 kaum zu erkennen sind. Die wesentlich günstigere Form des Spektrums 2 erhielt man durch Optimierung von Strahlbegrenzungselementen (Schlitzen).

Dies bedeutet, daß der Untergrund bei Vorwärtswinkeln zu einem wesentlichen Teil von technischen Ursachen wie Schlitzstreuung, Blendenstreuung, Strahlaufweitung usw. herrührt. Dazu kommt noch, daß unter Vorwärtswinkeln im Spektrum oft sog. "Geisterpeaks" auftreten; dies sind relativ schmale Peaks, deren Intensität ebenfalls von der Strahlqualität abhängt und deren Herkunft ungeklärt ist. Diese "Geisterpeaks" erscheinen auch in Spektren, die mit Magnetspektrometern aufgenommen werden (Köh 79). Es ist nicht ganz auszuschließen, daß die Doppellinie in Spektrum 2 bei der Kanalzahl von 620 evtl. ein solcher Geisterpeak ist, da sie bei einer früheren Testmessung an ^{40}Ca nicht so stark in Erscheinung trat. Aller-

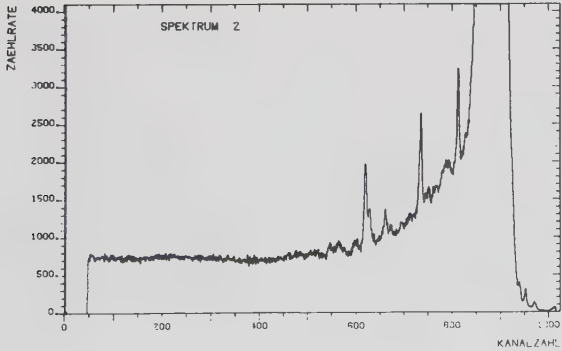
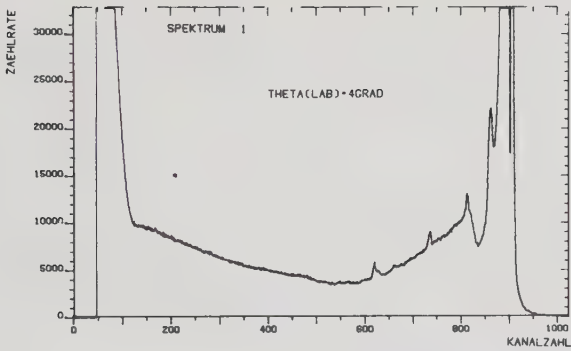


Abb. IV.3.: Zwei Spektren unter $\theta_L = 4^\circ$ der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$. Beide Spektren wurden mit demselben Target und vergleichbarer Meßzeit aufgenommen. Die günstigeren Untergrundverhältnisse von Spektrum 2 (man beachte den Maßstab) wurden durch Optimieren von Strahlbegrenzungseinrichtungen erreicht.

dings war bei dieser Testmessung der Untergrund im Bereich dieser Linie nicht vergleichbar. Auf eine Auswertung dieser Linie wurde daher verzichtet. Alle anderen Strukturen des Spektrums waren eindeutig reproduzierbar. Neben dem "technischen Untergrund" gibt es natürlich noch einen "physikalischen". Dieser entsteht durch inelastische α -Streuung an hochenergetischen, dichtliegenden Zuständen des Targetkerns, durch sog. knock-out Prozesse des Typs (α , 2α) und durch die Pick-up Reaktionen (α , ${}^5\text{Li}$), (α , ${}^5\text{He}$) und den nachfolgenden Zerfall der instabilen Kerne ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$ und ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$. Die knock-out und pick-up Prozesse sind dafür bekannt, daß sie breite glatte Maxima in den Spektren verursachen (aufgrund des Zweiteilchenzerfalls) und daß ihre Bedeutung mit sinkender Massenzahl zurückgeht (Youn 76). Bei den Messungen zu dieser Arbeit wurden keine größeren Strukturen entdeckt, die auf diese Prozesse zurückzuführen gewesen wären.

Da Riesenresonanzen größere Breiten besitzen, muß der Verlauf des Untergrundes über einen breiteren Bereich des Spektrums interpoliert werden. In der Praxis geht man dabei so vor, daß unter der Annahme eines glatten Untergrundverlaufes die Interpolation visuell durch eine Kurve erfolgt, die sich am Spektrumsverlauf der benachbarten Gebiete orientiert. So wurde auch bei der Auswertung dieses Experiments vorgegangen. Bei diesem Verfahren kann es natürlich vorkommen, daß etwas zuviel oder zuwenig Untergrund subtrahiert wird. Dies wurde in der Fehlerangabe der einzelnen Meßpunkte berücksichtigt (siehe Ergebnisse).

V. Ergebnisse der 104 MeV α -Streuung an ^{40}Ca

1) Der elastische Wirkungsquerschnitt und der Wirkungsquerschnitt für die Zustände 3.73 MeV $J^\pi=3^-$ und 3.90 MeV $J^\pi=2^+$

Bei der Auswertung des elastischen Wirkungsquerschnittes für ^{40}Ca wurden die Beiträge, die von der elastischen Streuung an ^{16}O und ^{12}C herrühren und unter den vordersten Winkeln nicht mehr von der elastischen ^{40}Ca -Linie abgetrennt waren, berücksichtigt.

Dies war aufgrund der Messungen mit den beiden Referenztargets möglich (vgl. vorhergehendes Kapitel). Die beiden Peaks für die Zustände bei 3.73 MeV bzw. 3.90 MeV waren im Experiment bei den meisten Winkeln nicht getrennt und wurden zusammen ausgewertet.

In Abb. V.1. ist der elastische Wirkungsquerschnitt und die Summe der beiden inelastischen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind DWBA-Rechnungen mit dem in III.3. angegebenen Parametersatz des optischen Potentials. Die Kurve für die inelastischen Wirkungsquerschnitte wurde durch einen least-squares-Fit einer DWBA-Rechnung für $L = 2$ und einer für $L = 3$ an die Meßpunkte erhalten. Die so erhaltenen β_L^2 -Werte sind in der Figur angegeben. Aus Abb. V.1. ist ersichtlich, daß die Meßpunkte durch die Rechnung gut beschrieben werden. Die Deformationslängen $\beta_L \cdot R$ für die beiden Niveaus 3.73 MeV bzw. 3.90 MeV betragen

$$\beta_3 \cdot R = 0.918 \text{ fm} \quad \text{und} \quad \beta_2 \cdot R = 0.333 \text{ fm}$$

Der $\beta_3 R$ -Wert für das Niveau 3.73 MeV, $J^\pi=3^-$ in ^{40}Ca unserer Messung ist etwas kleiner als der Wert, der in einer vergleichbaren Arbeit (Youn 76) ebenfalls durch α -Streuung an ^{40}Ca gefunden wurde. Dort betrug er $\beta_3 R = 1.12 \text{ fm}$. Aus dieser Arbeit ist jedoch nicht ersichtlich, ob der Beitrag der 2^+ -Zustandes berücksichtigt wurde. Ein Wert $\beta_2 \cdot R$ für den Zustand bei 3.90 MeV $J^\pi = 2^+$ fehlt in (Youn 76).

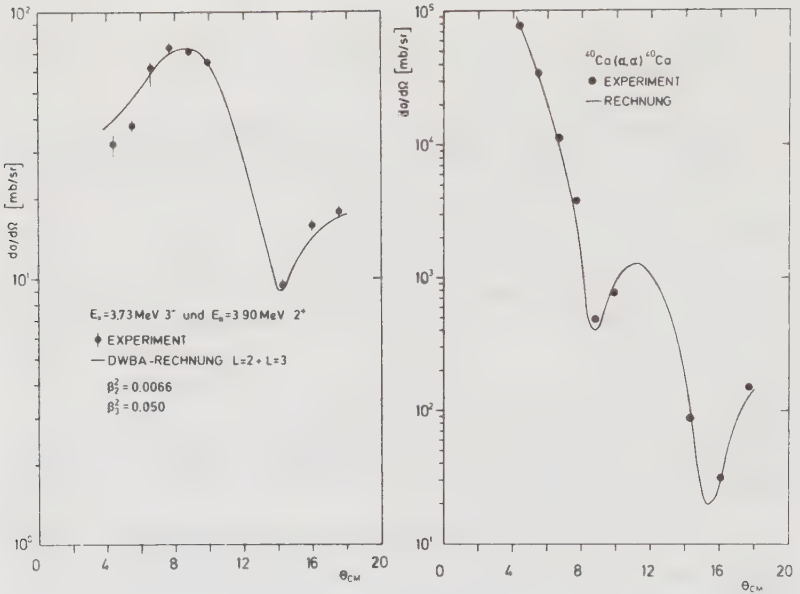


Abb. V.1.: Der Wirkungsquerschnitt für elastische α -Streuung an ^{40}Ca bei 104 MeV und der Wirkungsquerschnitt für die beiden Zustände 3.73 MeV $J^\pi=3^-$ und 3.90 MeV $J^\pi=2^+$ in ^{40}Ca . Die durchgezogenen Kurven sind DWBA-Rechnungen mit dem in Kap. III.3. angegebenen Parametersatz für das optische Potential. Die Kurve für die inelastischen Wirkungsquerschnitte resultiert aus einem Fit von $L=2$ und $L=3$ -DWBA-Rechnungen an die Meßpunkte. Die sich so ergebenden Deformationsparameter β_L^2 sind in der Abbildung angegeben.

Vergleicht man die sich aus den Deformationsparameter β_L ergebenden $B(\text{EL})$ -Werte für die beiden Zustände mit $B(\text{EL})$ -Werten aus der Elektronenstreuung (Bern) so ergibt sich

$$\frac{B(\text{E}3)\text{Elektr.}}{B(\text{E}3)\text{DWBA}} = 2.5 \text{ und } \frac{B(\text{E}2)\text{Elektr.}}{B(\text{E}2)\text{DWBA}} = 1.5$$

Diese beiden Faktoren unterscheiden sich relativ stark voneinander. Leider fanden sich im vorliegenden Experiment keine

weiteren niedrig liegenden Zustände anderer Multipolarität in ^{40}Ca , die mit hinreichender Genauigkeit hätten ausgewertet werden können. Ein Test für 1^- -oder 0^+ -Zustände wäre interessant gewesen, um zu sehen, wie hier das Verhältnis zwischen $B(\text{EL})$ -Werten unserer Messung und elektromagnetischen $B(\text{EL})$ -Werten ist.

Da die obigen Faktoren sehr groß erschienen, wurde zum Vergleich eine Analyse mit dem opt. Potential von Ref. (Youn 76) durchgeführt. Dort wurde bei α -Einschußenergien von 96 MeV bzw. 115 MeV gemessen. Der Potentialsatz für die Einschußenergie von 104 MeV wurde durch Interpolation der Werte für 96 MeV und 115 MeV gewonnen. Es ergab sich: $V_0 = 115 \text{ MeV}$; $W = 62 \text{ MeV}$; $r_0 = r_w = 1.35 \text{ fm}$; $a_r = a_w = 0.7 \text{ fm}$. Die Übereinstimmung des elastischen Wirkungsquerschnittes mit der Rechnung für dieses Potential war etwas schlechter als im Falle des in dieser Arbeit verwendeten Potentials, erschien aber noch hinreichend. Für die Zustände $3.74 \text{ MeV } J^\pi = 3^-$ und $3.90 \text{ MeV } J^\pi = 2^+$ ergaben sich Deformationslängen von $\beta_3 R = 0.979 \text{ fm}$ und $\beta_2 R = 0.355 \text{ fm}$. Die Korrekturfaktoren, die man damit für die $B(\text{EL})$ -Werte erhält, betrugen jetzt 2.3 für E3 und 1.32 für E2. Diese sind nur unwesentlich kleiner als die obigen Werte.

Allerdings ergeben sich mit diesem Potential stärkere Unterschiede bei höheren Zuständen. Für den Integrationsbereich um 18.5 MeV (siehe Abschnitt 3a) dieses Kapitels) erhält man damit eine Deformationslänge $\beta_2 R = 0.628 \text{ fm}$; mit dem in dieser Arbeit verwendeten Potentialsatz ergibt sich $\beta_2 R = 0.525 \text{ fm}$. Multipliziert man die damit berechneten EWSR-Werte mit den jeweiligen Korrekturfaktoren für E2, so erhält man recht unterschiedliche Werte (47.5 % bzw. 37.5 %). Damit ist gezeigt, daß Summenregelwerte stark vom verwendeten Potential abhängen und auch eine Anpassung an die elektromagnetischen $B(\text{EL})$ -Werte keine Übereinstimmung bringt. In dieser Arbeit wurde auf eine solche Anpassung verzichtet; die angegebenen Werte für die Ausschöpfung der EWSR sind daher eher als eine untere Grenze anzusehen. Beim Vergleich

mit Werten anderer Autoren ist darauf zu achten. Leider ist aus anderen Arbeiten nicht immer klar ersichtlich, ob die Summenregelwerte angepaßt wurden; das Verfahren ist gegebenenfalls auch nicht näher erläutert.

2) Riesenresonanzzustände in ^{40}Ca

Die energetische Lage der Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca ist aus mehreren Experimenten, bei denen verschiedene Projektile zur inelastischen Anregung verwendet wurden, bekannt. (α (Youn 76), P (Mart 75), ^3He (Moa 77), e^- (Tori 75)).

Die Anregungsenergie dieser Resonanz beträgt etwa $E_x = 18 \text{ MeV}$. In Abb. V.2. sind die Spektren der vorliegenden Arbeit von $\theta_L = 4^\circ$ bis $\theta_L = 16^\circ$ abgebildet. Man sieht deutlich bei allen Winkeln einen mehrere MeV breiten, relativ stark strukturierten, Peak bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 18 MeV. Bei den vordersten Winkeln ($\theta_L = 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ$) erscheinen zwei weitere Strukturen bei etwa 14 MeV und 16 MeV, die recht deutlich vom breiten 18-MeV-Peak absepariert sind. Diese beiden Strukturen sind verhältnismäßig schmal und wurden auch von anderen Autoren beobachtet (Youn 77), (Yama 78), Bert 79) und zum Teil ausgewertet. Diese beiden Anregungsbereiche wurden auch in dieser Arbeit vom übrigen Bereich um 18 MeV getrennt ausgewertet. Die Integrationsgrenzen sind aus Abb. V.2. ersichtlich.

In einer neueren Arbeit, bei der Pionen an ^{40}Ca gestreut wurden (Arv 79), wurde ein Peak bei einer Anregungsenergie von 20.6 MeV gefunden. Diesem Anregungsbereich wurde der Spin $J = 0^+$ zugeordnet. Ein ähnliches Ergebnis wurde bei einem Experiment mit Deuteronenstreuung gefunden (Mart 75a). Betrachtet man unsere Spektren, so sieht man bei 20.6 MeV keinen ausgeprägten Peak. Dennoch wurde auch der Anregungsbereich von 20.6 MeV bis 21.8 MeV getrennt ausgewertet. Insgesamt ergaben sich damit vier Anregungsbereiche, die separat ausgewertet wurden. Der Untergrund, der jeweils abgezogen wurde, ist aus der Figur V.2. ersichtlich. Um eventuelle Fehler bei der Untergrundinterpolation zu berücksich-

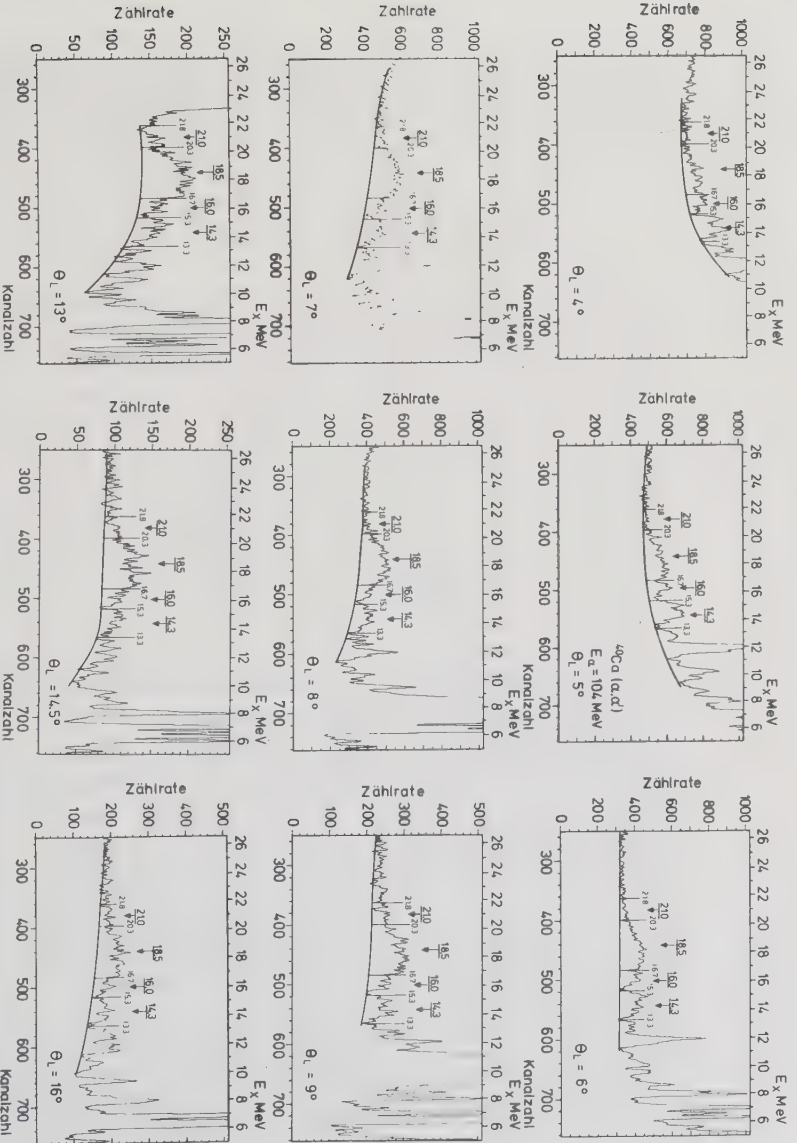


Abb. V.2.: Die Spektren der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ unter den verschiedenen Meßwinkeln dieser Arbeit. Das Riesesonanzgebiet wurde in vier Integrationsbereiche eingeteilt. Integrationsgrenzen und Schwerpunktsenergien in ^{40}Ca der Bereiche sind eingezeichnet. Die durchgezogene Kurve in den Spektren repräsentiert den subtrahierten Untergrund.

tigen (siehe Kap. IV.4.), wurde der statistische Fehler der einzelnen Integrale zusätzlich um 50 % erhöht. Im folgenden werden die Ergebnisse für die einzelnen Anregungsbereiche diskutiert.

a) Der Anregungsbereich um 18.5 MeV

In diesem Anregungsbereich um 18.5 MeV ist die meiste Zählrate des gesamten Gebietes von $E_x = 13.3$ MeV bis $E_x = 21.8$ MeV enthalten. Integriert wurde zwischen den Grenzen 16.75 MeV $= E_x = 20.3$ MeV. In Abb. V.3. ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für diesen Bereich aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist eine DWBA-Rechnung für $L = 2$. Man sieht, daß der Verlauf des Wirkungsquerschnittes durch die Rechnung gut wiedergegeben wird. Ein least-squares Fit der DWBA-Kurve an die Meßpunkte liefert einen Deformationsparameter $\beta_2^2 = 0.0164$. Die Deformationslänge beträgt $\beta_2 \cdot R = 0.525$ fm. In Ref. (Youn 76) wird für $\beta_2 \cdot R$ ein Wert von 0.717 fm erhalten. Dieser Wert ist deutlich größer. Allerdings waren in Ref. (Youn 76) die Integrationsgrenzen für diesen Anregungsbereich wahrscheinlich weiter gesetzt, wie aus der angegebenen Halbwertsbreite des 18 MeV Peaks zu vermuten ist ($\Gamma = 3.5$ MeV). In der vorliegenden Arbeit war der gesamte Integrationsbereich 3.6 MeV breit. Außerdem wurde in Abschnitt 1 dieses Kapitels gezeigt, daß die Deformationslänge nicht unabhängig vom verwendeten optischen Potential ist. Die Ausschöpfung der EWSR für E2-Wechselwirkung beträgt in unserem Falle 25 %. Wegen der Unsicherheit des Untergrundabzuges muß hier ein relativer Fehler von 30 % angenommen werden. Der experimentelle Fehler wäre viel kleiner (≈ 4 %). Es ergibt sich somit der Ausschöpfungsgrad der EWSR zu $25 \% \pm 7.5 \%$. Ein Vergleich mit EWSR-Werten aus anderen Experimenten folgt am Schluß von Kapitel V. in der Zusammenfassung.

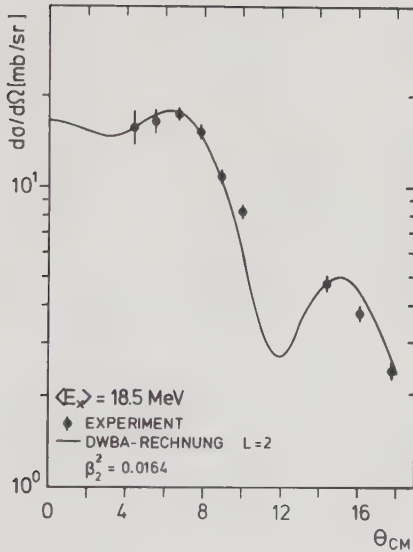


Abb. V.3.: Der Wirkungsquerschnitt für den Anregungsbereich um 18.5 MeV. Die Integrationsgrenzen lagen bei $E_x = 16.7$ MeV und $E_x = 20.3$ MeV. Die durchgezogene Kurve ist eine DWBA-Rechnung für $L = 2$. Der Deformationsparameter β_2^2 ist in die Abbildung eingetragen.

b) Der Energiebereich um 21 MeV

Die Integrationsgrenzen dieses Bereichs erstrecken sich von $E_x = 20.3$ MeV bis zu $E_x = 21.8$ MeV. Die Zählrate in diesem Bereich ist sehr viel geringer, als die des vorhergehenden Bereiches. In Abb. V.4. ist der Verlauf des Wirkungsquerschnittes aufgezeigt. Der Abfall bei $\theta = 5.5^\circ$ und der danach wieder erfolgende Anstieg deutet auf einen Beitrag von EO-Stärke hin (siehe Kap. III.c). Eine reine $L = 0$ Winkelverteilung liegt jedoch nicht vor. Zwei DWBA-Rechnungen für $L = 0$ und $L = 2$ wurden gleichzeitig an die Meßpunkte angefügt. Das Ergebnis ist die durchgezogene Kurve in Abb. V.4. Als Deformationsparameter ergaben sich: $\beta_0^2 = 0.00185$

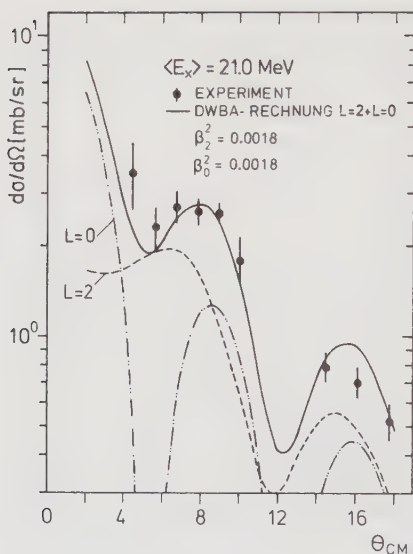


Abb.V.4.: Verlauf des Wirkungsquerschnittes für den Anregungsbereich um 21 MeV. Integriert wurde das Intervall zwischen $E_x = 20.3 \text{ MeV}$ und $E_x = 21.8 \text{ MeV}$. Die durchgezogene Kurve ist die Summe von DWBA-Rechnungen für $L = 0$ und $L = 2$. Die Beiträge der beiden Multipole sind als gestrichelte bzw. strichpunktierte Kurven eingezeichnet.

und $\beta_2^2 = 0.0018$. Die Deformationslängen betragen $\beta_0 \cdot R = 0.176 \text{ fm}$ und $\beta_2 \cdot R = 0.174 \text{ fm}$. Auch hier beschreibt die gerechnete Kurve den gemessenen Wirkungsquerschnitt gut. Ein Fit mit $L=2$ allein liefert ein wesentlich schlechteres Ergebnis. Berechnet man mit den Deformationsparametern den Anteil an der jeweiligen Summenregel, so erhält man für $L=0$ 6% und für $L = 2$ 3%. Zum Vergleich liegen hier zwei Messungen anderer Autoren vor (Arv 79, Mart 75a). In (Arv 79) wurde mittels π -Streuung an ^{40}Ca ein Prozentsatz von 17% - 80% EWSR für EO gefunden. In unserem Fall ist eine ähnlich starke Ausschöpfung der Summenregel nicht gefunden worden. Andererseits kann die Anregung von 0^+ -Zuständen durch Pionen

evtl. stärker sein als durch α -Teilchen, da diese leichter in den Kern eindringen können und andererseits wegen ihrer kleinen Masse verhältnismäßig weniger Bahndrehimpuls übertragen als α -Teilchen vergleichbarer Energie.

In Ref. (Mart 75) (Deuteronenstreuung an ^{40}Ca) wird ein größerer Anteil von EO-Stärke in diesem Anregungsbereich vermutet. EWSR-Werte werden dafür jedoch nicht angegeben. Im vorliegenden Experiment muß wegen der geringen Zählrate in diesem Bereich ein relativer Fehler von 50 % der jeweiligen Werte für die Summenregel angenommen werden. Damit ergibt sich für die Monopolstärke $6\% \pm 3\%$ und für die E2-Stärke $3\% \pm 1,5\%$ der jeweiligen Summenregel.

In den Anregungsbereichen um 18.5 bzw. um 21 MeV werden die Wirkungsquerschnitte allein durch $L = 2$ bzw. $L = 2$ und $L = 0$ -Rechnungen gut beschrieben. In der Form der Winkelverteilungen läßt nichts auf einen größeren Anteil von E1-Stärke schließen. Abb. V.5. zeigt die elektrische Dipolriesenresonanz, wie sie durch die Reaktion $^{39}\text{K}(p, \gamma_0)^{40}\text{Ca}$ gemessen wurde. Die Figur stammt aus Ref. (Die 73).

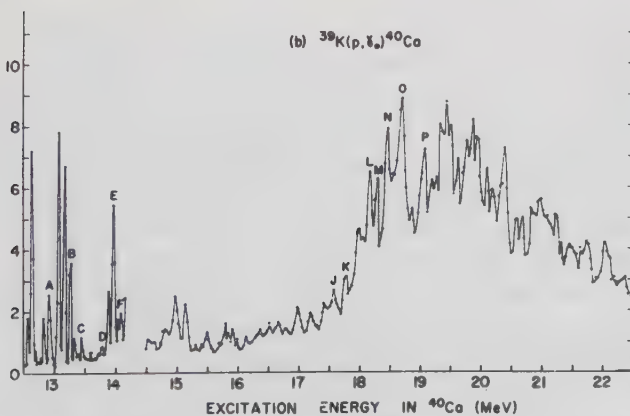


Abb. V.5.: Die isovektorielle E1-Riesenresonanz, wie sie in der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \gamma_0)^{40}\text{Ca}$ auftritt. Das Bild stammt aus Ref. (Die 73).

* Möglicher E1-Anteil an den Wirkungsquerschnitten kleiner als 10 %.

Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, daß sich der Anregungsbereich der isovektoriellen E1-Riesenresonanz von etwa $E_x = 17$ MeV bis $E_x = 23$ MeV erstreckt. Das Maximum liegt etwa zwischen 18 MeV und 20.5 MeV und fällt damit voll in unseren Anregungsbereich um 18.5 MeV ($16.7 \leq E_x \leq 20.3$ MeV). Im Bereich $20.3 \leq E_x \leq 21.8$ liegt ebenfalls noch ein großer Teil der Dipolriesenresonanz. Daß bei unserem Experiment in diesen beiden Anregungsbereichen kein merklicher Anteil von E1-Stärke zu erkennen ist, ist aufgrund der Isospin-erhaltung verständlich, da der Grundzustand von ^{40}Ca ebenso wie das α -Teilchen $T = 0$ besitzt. Nach Ref. (Sat 72) kann eine kleine Anregung der isovektoriellen Dipolriesenresonanz bei einem $N = Z$ und $T = 0$ Kern durch isoscalare Teilchen erfolgen, wenn die Dichten für Protonen ρ_p und Neutronen ρ_n im Kern verschieden sind. Bei ^{40}Ca scheint dies nicht der Fall zu sein; eine mögliche Anregung der Dipolriesenresonanz liefert bei diesem Experiment jedenfalls einen zu kleinen Beitrag, als daß er mit der Meßgenauigkeit dieses Experiments noch zu erfassen wäre.

c) Der Bereich um 16 MeV

Eine Struktur um 16 MeV ist besonders deutlich im Spektrum unter dem Winkel $\Theta_L = 5^\circ$ zu erkennen (Abb. V.1.). Sie erstreckt sich von $E_x = 15.3$ MeV bis $E_x = 16.7$ MeV. Ihre Breite beträgt etwa 700 keV. In einer Arbeit über Protonenstreuung an ^{40}Ca (Bert 79) wurde eine ähnliche Struktur gefunden ($E_x \approx 15.7$ MeV $\Gamma \approx 700$ keV), die dort allerdings anscheinend nicht ausgewertet wurde; es wird lediglich erwähnt, daß diese Struktur nicht zusammen mit dem Riesenresonanz-Bump integriert wurde. Abb. V.6. zeigt den Wirkungsquerschnitt für den Bereich $15.3 \text{ MeV} \leq E_x \leq 16.7 \text{ MeV}$. Das Winkelverhalten ist deutlich anders als das der vorher betrachteten Bereiche. Hier erfolgt ein stetiges Anwachsen des Wirkungsquerschnittes zu den Vorwärtswinkeln hin. Wie in Kapitel III.3. gezeigt wurde (Fig. III.1), kann ein solches Verhalten im Rahmen konventioneller DWBA-Rechnungen nur durch einen Beitrag einer $L = 1$ Winkelverteilung beschrieben werden. Aus der Figur III.1.

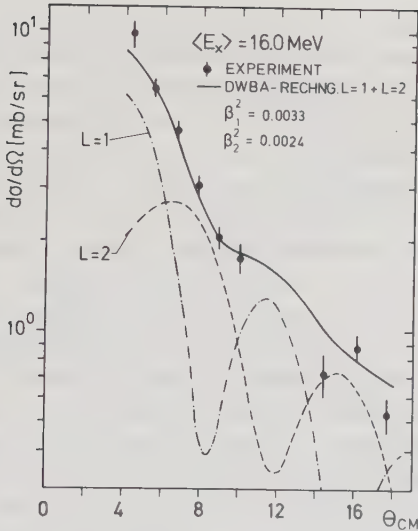


Abb. V.6.: Der Wirkungsquerschnitt für den Anregungsbereich $15.3 \text{ MeV} \leq E_x \leq 16.7 \text{ MeV}$ in ^{40}Ca . Der Anstieg zu Vorwärts-winkeln hin erfordert einen $L = 1$ Anteil. Die durchgezogene Kurve entspricht der Summe zweier DWBA-Rechnungen für $L = 1$ und $L = 2$. Die Beiträge der beiden Multipole sind mit eingezeichnet.

ist ersichtlich, daß es sich hier jedoch nicht um eine reine $L = 1$ Winkelverteilung handeln kann. Der Wirkungsquerschnitt wurde daher auf die Beimischung anderer Multipolordnungen untersucht ($L = 0$, $L = 2$, $L = 3$). Das beste Ergebnis liefert eine Kombination von $L = 1$ und $L = 2$ -Rechnungen. Die durchgezogene Kurve in Abb. V.6. ist das Ergebnis eines least-squares-Fit dieser beiden Multipolordnungen an die Meßpunkte. Man sieht, daß damit der Wirkungsquerschnitt gut beschrieben wird. Als Deformationsparameter ergaben sich die Werte $\beta_1^2 = 0.0033$ und $\beta_2^2 = 0.0024$.

Die Deformationslängen betragen $\beta_1 \cdot R = 0.236 \text{ fm}$ und $\beta_2 R = 0.2 \text{ fm}$. Da in unserem Experiment keine Anregung der $T = 1$ Dipolriesenresonanz festzustellen ist, müßte es sich bei der hier gefundenen $E1$ -Stärke um $\Delta T = 0$, $J^\pi = 1^-$ -Zustände

handeln. Ein Vergleich der gefundenen Dipolstärke mit der isovektoriellen E1 Summenregel ist daher nicht sinnvoll. Für die isoscalare E2-Summenregel beträgt die Ausschöpfung in diesem Anregungsbereich 3.2 %, mit einem relativen Fehler von 30 %. Ein Vergleich mit anderen Experimenten ist in diesem Bereich schwierig. In einer Arbeit, in der der Zerfall des Riesenresonanzgebietes in ^{40}Ca über α -Teilchen-Kanäle (nach inelastischer Anregung durch ^3He -Streuung) untersucht wurde (Yama 78), fand man einen Peak bei einer Anregungsenergie von $E_x \approx 16.7$ MeV mit einer Breite von 900 keV. Unsere Spektren in Abb. V.1. zeigen unter keinem Winkel eine Struktur bei dieser Anregungsenergie. Bei 16.7 MeV erfolgt im Gegenteil bei fast allen Winkeln der Abfall des breiten 18.5 MeV-Bereichs. In (Yama 78) wurde durch ^3He - α -Koinzidenzmessungen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Spin von $J^\pi = 3^-$ für den dort gefundenen Peak bei 16.7 MeV ermittelt. Allerdings standen für die Korrelationsfunktion nur fünf Meßpunkte mit sehr großem Fehlerbalken zur Verfügung. In unserem Experiment fand sich im Bereich um 16 MeV keine merkliche E3-Stärke (< 1 % EWSR).

d) Der Bereich um $E_x = 14.3$ MeV

Im Anregungsbereich um 14 MeV wurde in ^{40}Ca in mehreren Arbeiten ein Peak mit einer Breite von 1 MeV gefunden. Er tritt sowohl bei α -Streuung (Yong 76, Youn 77) als auch bei ^3He -Streuung auf (Moa 77, Yama 78). In unseren Spektren (Abb.V.1.) erscheint dieser Peak ebenfalls deutlich unter allen Winkeln und ist merklich getrennt von anderen Bereichen. Die Integrationsgrenzen wurden mit $13.3 \text{ MeV} \leq E_x \leq 15.3 \text{ MeV}$ festgelegt. In Abb. V.7. ist der Wirkungsquerschnitt für diesen Bereich aufgetragen. Wie beim Anregungsbereich um 16 MeV erfolgt auch hier ein steiler Anstieg zu Vorwärtswinkeln hin. Daher war es auch hier nötig, einen $L = 1$ Beitrag zur Beschreibung des Winkelverhaltens zuzulassen. Es wurden verschiedene Multipolordnungen ($L = 0$, $L = 2$, $L = 3$) zusammen mit $L = 1$ an die Meßpunkte gefittet. Das beste Er-

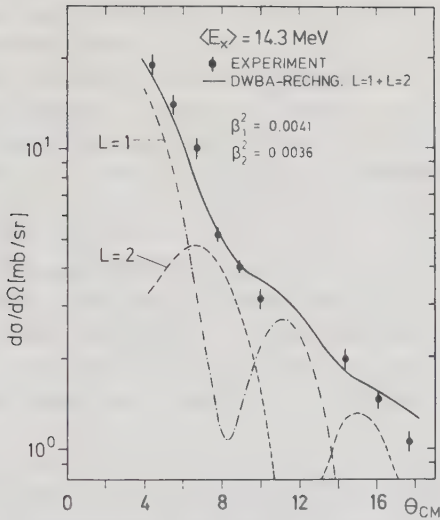


Abb. V.7.: Der Wirkungsquerschnitt für den Anregungsbereich $13.3 \text{ MeV} \leq E_x \leq 15.3 \text{ MeV}$. Die durchgezogene Kurve entspricht der Summe zweier DWBA-Rechnungen für $L = 1$ (strichpunktierte Kurve) und $L = 2$ (gestrichelte Kurve) mit den angegebenen Parametern β_L^2 .

gebnis liefert eine Mischung von $L = 1$ und $L = 2$. Die durchgezogene Kurve in Figur V.7. repräsentiert den besten Fit. Die Deformationsparameter betragen $\beta_1^2 = 0.0041$ und $\beta_2^2 = 0.0036$. Als Deformationslängen erhält man $\beta_1 R = 0.263 \text{ fm}$ bzw. $\beta_2 R = 0.246 \text{ fm}$. Der Prozentsatz der EWSR für E2 ergibt sich zu 4.2 %. Als relativer Fehler werden auch hier 30 % angenommen. Als Vergleich für diesen Anregungsbereich in ^{40}Ca liegen 3 Experimente vor.

In (Youn 77) wurde dem 14 MeV-Peak der Spin $J^\pi = 2^+$ zugeordnet. In dieser Arbeit wurde der Zerfall des Riesenresonanzgebietes in ^{40}Ca nach Anregung durch α -Streuung untersucht. Beobachtet wurden dabei die α - und Protonenkanäle. Die Spinzuordnung erfolgte aufgrund des Winkelverhaltens der Winkelkorrelationsfunktion zwischen inelastisch gestreuten α -Teil-

chen und den α -Teilchen, über die ^{40}Ca in den Grundzustand von ^{36}Ar zerfällt. Der Detektor für die inelastisch gestreuten α -Teilchen befand sich bei $\theta_L = 20^\circ$, also unter verhältnismäßig großem Winkel, verglichen mit den Detektorstellungen unserer Messung. Da sich ein Beitrag von E1-Stärke erst bei weiter vorn liegenden Winkeln auffällig bemerkbar macht, könnte es sein, daß in (Youn 77) der Einfluß des E1-Anteiles übersehen wurde.

In einer Arbeit über α -Streuung an ^{40}Ca (Youn 76) wurde dem 14 MeV-Peak ebenfalls $J^\pi = 2^+$ zugeordnet. Dort wurde eine Summenregelausschöpfung von $\approx 7\%$ gefunden. Die Winkelverteilungen begannen allerdings erst bei $\theta_L = 15^\circ$, so daß auch hier ein möglicher E1-Beitrag nicht mehr klar zu Tage tritt.

Als dritte Arbeit ist noch eine Koinzidenzmessung zwischen inelastisch gestreuten ^3He und Zerfalls- α -Teilchen von ^{40}Ca in den Grundzustand von ^{36}Ar anzuführen (Yama 78). In dieser Arbeit wurde innerhalb des 14 MeV-Bereichs ein Zustand von ≈ 200 keV Breite bei $E_x = 14.2$ MeV gefunden, dem $J^\pi = 0^+$ zugeordnet wurde. Der Detektor für die gestreuten ^3He -Teilchen befand sich unter einem Winkel von $\theta_L = 1.2^\circ$. Unter diesem Winkel tritt ein E0-Beitrag sehr stark hervor. Die Spinzunordnung von 0^+ erfolgte aufgrund einer isotropen ($^3\text{He}-\alpha$)-Korrelationsfunktion. Im Rahmen unserer Arbeit wurde der 14 MeV-Bereich in einzelne Intervalle von 200 keV Breite zerlegt, die getrennt ausgewertet wurden. In keinem dieser Intervalle gab es Anzeichen für einen merklichen Beitrag von E0-Stärke, obwohl sich der in Ref. (Yama 78) gefundene Prozentsatz von 6 % EWSR E0-Stärke auch in unserer Messung deutlich hätte bemerkbar machen müssen. Diese Diskrepanz konnte bisher nicht erklärt werden.

3) Zusammenfassung und Diskussion

In Tabelle V.1. sind die Ergebnisse unserer Messung für die

hochangeregten Bereiche in ^{40}Ca zusammengestellt. Wo dies möglich war wurden die Ergebnisse anderer Experimente zum Vergleich gegenübergestellt.

Zusammenfassend sind drei Punkte festzuhalten:

1. Der überwiegende Anteil der gefundenen E2-Stärke ist im Energiebereich $16.7 \text{ MeV} \leq E_x \leq 20.3 \text{ MeV}$ konzentriert. Eine Beimischung anderer Multipolzustände ist nicht erkennbar. Bei diesem Anregungsbereich handelt es sich zweifellos um die isoscalare Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca .
2. Ein merklicher Anteil von E0-Stärke wurde nur im Anregungsbereich $20.3 \text{ MeV} \leq E_x \leq 21.8 \text{ MeV}$ d.h. oberhalb der E2-RR gefunden.
3. Die Winkelverteilungen der Bereiche um 14.3 MeV und 16 MeV können im Rahmen konventioneller DWBA-Analysen nur beschrieben werden, wenn man neben E2-Stärke merkliche Anteile von E1-Stärke annimmt. Diese E1-Zustände müßten den Isospin $T=0$ besitzen, da die starken $T=1$ Zustände der Dipolriesenresonanz in unserem Experiment praktisch nicht angeregt werden.

Besondere Beachtung verdient die Evidenz für 1^- -Zustände, die bei vergleichbaren Experimenten noch nicht gefunden wurden. Bei einem ähnlichen Experiment (Wou 78) (α -Streuung an ^{40}Ca) wurden ähnliche Strukturen in den Spektren festgestellt. Dort waren die Anregungsbereiche um 14 MeV und um 16 MeV noch erkennbar von anderen Bereichen getrennt. Die Wirkungsquerschnitte stimmen gut mit denen unserer Arbeit überein. Abb. V.8. zeigt den Wirkungsquerschnitt für den Anregungsbereich $13.4 \text{ MeV} \leq E_x \leq 15.7 \text{ MeV}$ aus Ref. (Wou 78); dieser Anregungsbereich entspricht in etwa dem 14 MeV-Bereich in der vorliegenden Arbeit ($13.3 \text{ MeV} \leq E_x \leq 15.3 \text{ MeV}$). Aus dieser Abbildung ist der Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu den Vorwärtswinkeln hin schon zu sehen. Da jedoch dort der Meßbereich erst bei $\theta_L = 6^\circ$ begann, konnten die $L = 1$ Beiträge nicht klar erkannt werden. Erst das Verhalten bei den weiter vorn liegenden Winkeln läßt einen eindeutigen Schluß zu (Abknicken des Wirkungsquerschnittes für $L = 2$ und $L = 3$, Weiteranstieg für $L = 1$).

Tabelle V.1. Deformationslängen und Summenregelwerte dieser Arbeit im Vergleich mit Werten anderer Autoren

E_x	Integrations- grenzen MeV	$\beta_L^* R$ fm	% ESWR	Ref.: (Yama 78) (^3He , $^3\text{He}\alpha$)	(Youn 76) (α , α')	(Bert 79) (Arv 79) (p, p') (π, π')
14.3MeV	13.3 - 15.3	$\beta_1^* R$ 0.263 $\beta_2^* R$ 0.246	4.2 % $\pm$ 1.3 %	6% $\pm$ 3% EO	7% E2	
16.0MeV	15.3 - 16.7	$\beta_1^* R$ 0.236 $\beta_2^* R$ 0.2	3.2 % $\pm$ 1 %	(6% $\pm$ 3% E3)		
18.5MeV	16.7 - 20.3	$\beta_2^* R$ 0.525	25 % $\pm$ 7.5 %	27 % $\pm$ 6 %	42% $\pm$ 10%	40% $\pm$ 10%* 77 %
21.05MeV	20.3 - 21.8	$\beta_0^* R$ 0.176 $\beta_2^* R$ 0.174	6% $\pm$ 3% 3 % + 1.5 %			(O EO) 17 - 80 %

* B (EL)-Werte angepaßt

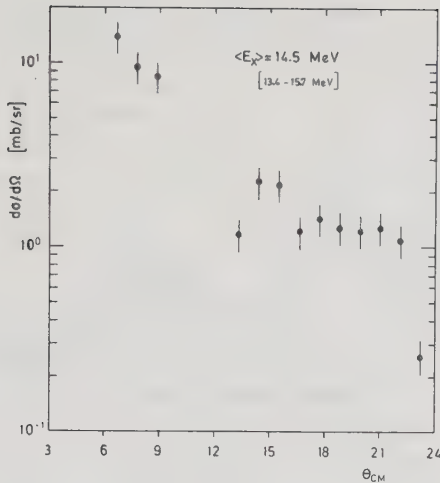


Abb. V. 8.: Der Wirkungsquerschnitt für den Anregungsbereich $13.4 \text{ MeV} \leq E_X \leq 15.7 \text{ MeV}$ aus Ref. (Wou 78). Die Integrationsgrenzen entsprechen etwa denen des 14 MeV-Bereiches in der vorliegenden Arbeit. Der vorderste Winkel in der Abbildung beträgt $\theta_L = 6^\circ$

Im Bereich leichter Kerne ist unsere Messung das erste Experiment, bei dem das Riesenresonanzgebiet bis hin zu $\theta_L = 4^\circ$ durch α -Streuung untersucht wurde.

Anhaltspunkte für die Existenz von $E1, \Delta T=0$ Zuständen in hohen Anregungsbereichen der Kerne gab es allerdings schon aus andersartigen Experimenten. Bei α -Einfangreaktionen mit nachfolgendem γ -Zerfall werden oft $E1$ -Zustände entdeckt, die im Vergleich zu (p, γ) -Reaktionen stärker in den Anregungsfunktionen erscheinen, während die starken $E1$ -Zustände aus der (p, γ) -Reaktion in der (α, γ) -Reaktion häufig stark unterdrückt sind. Aus Gründen der Isospinerverhaltung werden die in der (α, γ) -Reaktion erlaubten $\Delta T=0$ Zustände bevorzugt ange-

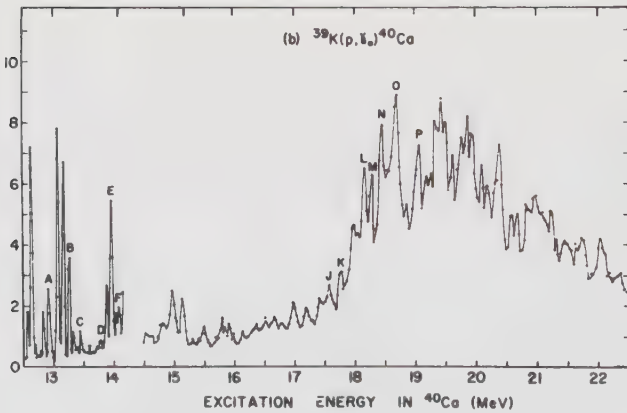
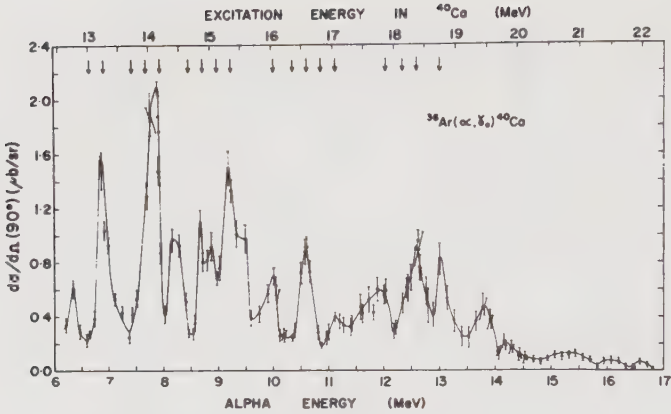


Abb. V.9.: Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma)^{40}\text{Ca}$ und $^{39}\text{K}(p, \gamma)^{40}\text{Ca}$ im Riesenresonanzbereich. Bei der Reaktion $^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma)^{40}\text{Ca}$ ist die Anregung der $\Delta T=1$ Dipolriesenresonanz deutlich unterdrückt, während im Bereich $13 \text{ MeV} \approx E_x \approx 16 \text{ MeV}$ eine starke Anregung von Zuständen zu sehen ist. Die Bilder stammen aus Ref. (Wat 73) und Ref. (Die 73).

regt, während die isospinverbotenen $T=1$ Zustände unterdrückt werden. In Abb. V.9. sind die Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{36}\text{Ar} (\alpha, \ell_0)$ (Wat 73) und $^{39}\text{K} (p, \ell_0)$ (Die 73) abgebildet. Vergleicht man beide, so fällt auf, daß durch die (α, ℓ_0) -Reaktion Zustände zwischen $E_x \approx 13$ MeV und $E_x \approx 16.5$ MeV stärker angeregt werden als die Dipolriesenresonanz zwischen $E_x \approx 17.5$ MeV und $E_x = 23$ MeV. Diese Zustände werden in der zitierten Arbeit (Wat 73) zur Hauptsache als E1-Zustände, vermischt mit E2-Zuständen identifiziert. Dieses Resultat stimmt mit dem Ergebnis unserer Analysen dieses Anregungsreiches in ^{40}Ca überein.

VI. Die Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$

Bei diesen Reaktionen sollte untersucht werden, ob der Bereich der Riesenresonanzen in ^{40}Ca ($^{39}\text{K}+p \rightarrow ^{40}\text{Ca}^\dagger$ (8.33 MeV) sich in den Reaktionskanälen $^{39}\text{K}+p$ und $^{36}\text{Ar}+\alpha$ bemerkbar macht.

Der Zerfall der E2-Riesenresonanz über die α -und Protonenkanäle (Youn 77, Moa 77, Yama 78) wurde bereits experimentell untersucht. Bei diesen Experimenten erfolgte die Anregung der Riesenresonanz durch inelastische Streuung (α (Youn 77), ^3He (Moa 77), ^3He (Yama 78)). Es wurden Koinzidenzmessungen zwischen den inelastisch gestreuten Teilchen und den (niederenergetischen) Zerfallsteilchen durchgeführt. Die Ergebnisse sind zum Teil widersprüchlich. In Ref. (Youn 77) wurde die Zerfallsrate der 18 MeV-Riesenresonanz über α -Teilchen in den Grundzustand von ^{36}Ar als sehr klein ($< 6\%$) bestimmt, während in Ref. (Moa 77) ein wesentlich größerer Wert (13 %) angegeben wird. Für den Protonenzerfall in den Grundzustand von ^{39}K wurden in beiden Arbeiten ähnliche Werte gefunden (8 % bzw. 9 %).

Betrachtet man den Grundzustand von ^{39}K ($3/2^+$) als ein $d3/2$ -Loch (Bray 71), so ist zu erwarten, daß im System ($^{39}\text{K}+p$) bevorzugt 1 Teilchen-1 Loch-Zustände direkt angeregt werden, bei denen das Loch die $d3/2$ Konfiguration behält. Rechnungen von Knüpfer et al. (Knü 78) ergeben für den Anteil von 1-Teilchen-1-Loch-Zuständen mit einem $d3/2$ Loch an der Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca nur einen Wert von 10 %. Dadurch wäre die Anregung der Quadrupolriesenresonanz über den Kanal $^{39}\text{K}+p$ wegen des schwachen Überlappes der Wellenfunktion stark behindert. So gesehen könnte man über die Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ nur einen Bruchteil der tatsächlich auftretenden Riesenresonanzzustände beobachten. Dieser verteilt sich - gemäß den Konfigurationen der Endzustände - auf die verschiedenen Reaktionskanäle auf, so daß man insgesamt nur kleine Effekte erwarten kann.

Quantitative Untersuchungen von Anregungsfunktionen auf das Auftreten von Riesenresonanzen sind bisher nicht eindeutig möglich. Eventuell auftretende breite Strukturen können daher i.a. nur qualitativ diskutiert und aufgrund ihrer energetischen Lage mit Riesenresonanzen in Verbindung gebracht werden (Bu 77). Im Falle der elastischen Streuung besteht immerhin die Möglichkeit einer Streuphasenanalyse. Damit können (allerdings nicht immer eindeutig) Resonanzen für bestimmte L-Werte extrahiert werden. Durch eine Messung der Analysierstärke zusätzlich zum Wirkungsquerschnitt erhält man eine weitere Größe, die das Verfahren eindeutiger macht und die sensitiv auf die direkten Anteile des Wirkungsquerschnittes ist.

Obwohl man wegen des kleinen Überlappes der Wellenfunktionen im Eingangskanal von der Quadrupolriesenresonanz nur kleine Effekte erwarten kann, wurden diese Experimente durchgeführt, um zu sehen, ob die verschiedenen Ausgangskanäle durch die Quadrupolriesenresonanz verschieden stark beeinflusst werden.

VII. Durchführung der Experimente $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$

Die Messungen der Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ erfolgten am Erlanger Tandembeschleuniger. Der polarisierte Protonenstrahl wurde mittels der Erlanger Lambshiftquelle (Fei 75) erzeugt. Die Polarisierung des Strahles betrug $\approx 70\%$. Sie wurde während der Messungen mit einem ^4He -Hochdruckpolarimeter (Weiß 74) kontinuierlich überwacht.

1) Streuung polarisierter Protonen an ^{39}K

Die Messung der Reaktion $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')$ erfolgte im Energiebereich $7.2 \text{ MeV} \leq E_p \leq 11.3 \text{ MeV}$ in 50 keV-Schritten. Dies entspricht einer Anregungsenergie in ^{40}Ca von $15.35 \text{ MeV} \leq E_x \leq 19.35 \text{ MeV}$.

a) Target und Detektoren

Das Target bestand aus natürlichem Kaliumiodid, das auf einem Goldbacking von 0.12μ Dicke aufgedampft war. Die Flächen-dichte des Kaliums betrug $9.5 \cdot 10^{18}$ Atome/cm². Diese Zahl wurde durch Ausmessen des Energieverlustes niederenergetischer - Teilchen im Target und durch Rutherfordstreuung ermittelt. Der Anteil von ^{39}K in natürlichem Kalium beträgt 93.3 %. Zum Nachweis der gestreuten Protonen wurden Oberflächensperrschichtzähler von 2000μ Dicke verwendet. Gemessen wurde im Winkelbereich $65^\circ \leq \theta_L \leq 165^\circ$ in 10° -Schritten. Insgesamt waren 11 Detektoren bei den entsprechenden Winkeln installiert. Die Energieauflösung war in keinem Falle schlechter als 80 keV.

Abb. VII.1. zeigt ein Protonenspektrum unter $\theta_L = 85^\circ$. Die entsprechenden Anregungszustände in ^{39}K sind mit eingezeichnet (Endt 73). Neben den Targetverunreinigungen Sauerstoff und Kohlenstoff sind auch die elastischen Linien von Jod und Gold zu sehen.

Die Winkelauflösung der Detektoren betrug zwischen 1.5° und 1.9° , wegen der Verwendung verschieden großer Blenden.

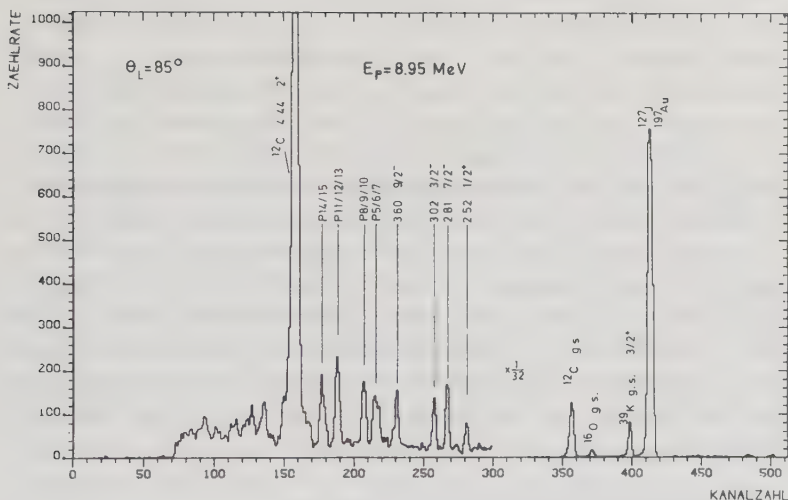


Abb. VII.1: Protonenspektrum der Reaktion $^{39}\text{K}(p,p')$. Die Zuordnung der einzelnen Linien ist eingezeichnet. Die angegebenen Energien (in MeV) und die Spins (Endt 73) beziehen sich auf die vier niedrigsten Anregungszustände in ^{39}K . Die höheren Anregungszustände bilden dichtliegende Multipletts, die nicht mehr aufgelöst wurden.

b) Messung der Analysierstärke

Die Analysierstärke einer Reaktion ist definiert als

$$A(\theta) = \frac{1}{P} \cdot \frac{N_L(\theta) - N_R(\theta)}{N_L(\theta) + N_R(\theta)}$$

wenn der Spin S parallel zur Streu-Normalen steht. Dabei bedeuten N_L bzw. N_R die Zählraten in zwei Detektoren, die in der Reaktionsebene bei gleichen Winkeln (θ) links und rechts von der Strahlrichtung postiert sind.

P bedeutet die Strahlpolarisation.

Da eine Drehung des Spins um 180° links und rechts vertauscht, kann die Messung der Analysierstärke auch mit einem Detektor

bei zwei verschiedenen Spinstellungen "up" und "down" erfolgen. Dieses Verfahren wurde hier angewendet, da die Streukammer asymmetrisch mit Detektoren bestückt war.

Zur Normierung der Zählraten für "up" und "down" diente die elastische Gold- und Jodlinie, da hier die Analysierstärke bei kleinen Einschußenergien sehr klein ist (Eck 70). Oft werden bei Analysierstärkemessungen Doppelzähleranordnungen verwendet, bei denen die Detektoren symmetrisch angeordnet sind und mit Spin "up" und "down" gemessen wird. Solche Anordnungen sind geeignet eventuelle apparative Unsymmetrien zu eliminieren. Wegen des großen Winkelbereichs dieser Messung war eine symmetrische Kammerbestückung mit Detektoren jedoch nicht praktikabel. Die Meßgenauigkeit war trotzdem ausreichend, da die Möglichkeit der Normierung auf die Gold (und Jod) Linie bestand.

c) Aufnahme und Auswertung der Spektren

Die Aufnahme der Spektren erfolgte mittels zweier 8-fach Routingsysteme in Verbindung mit einer Rechenanlage PDP 11. Die Kanalauflösung betrug 512 Kanäle pro Spektrum.

Die Daten wurden auf Magnetband gespeichert und später an einer Rechenanlage PDP 15 mittels des bildschirmorientierten Auswerteprogramms X15 (Wan 78) ausgewertet.

Mit diesem Programm können die Observablen von Labor- auf CM-Koordinaten umgerechnet und normiert werden. Die Plots von Winkelverteilungen (gegebenenfalls mit Legendre-Fit) sind ebenfalls möglich; schließlich können die ausgewerteten Daten auf Magnetband oder Platte zur späteren Weiterverwendung abgespeichert werden.

Ausgewertet wurden neben der elastischen Protonenlinie auch die inelastischen Linien bis hin zum vierten angeregten Zustand in ^{39}K . Die höheren Zustände in ^{39}K bilden eng benachbarte Multipletts, so daß einzelne Zustände bei unserer Energieauflösung nicht mehr sauber auswertbar waren.

2) Messung der Reaktion $^{39}\text{K}(\text{p},\alpha)^{36}\text{Ar}$

Die Messung der Reaktion $^{39}\text{K}(\text{p},\alpha)^{36}\text{Ar}$ erfolgte im Energiebereich $5.3 \text{ MeV} \leq E_{\text{p}} \leq 11.5 \text{ MeV}$ ($13.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{x}} \leq 19.54 \text{ MeV}$ in ^{40}Ca). Die Schrittweite betrug teils 100 keV, teils 200 keV. Das Target war dasselbe wie bei der Streuung polarisierter Protonen. Zum Nachweis der α -Teilchen dienten auch hier Oberflächensperrschichtzähler, deren Dicke so gewählt wurde ($\leq 200\mu$), daß die α -Teilchen aus der Reaktion $^{39}\text{K}(\text{p},\alpha)^{36}\text{Ar}$ gerade gestoppt wurden, die elastisch und inelastisch gestreuten Protonen jedoch nur kleine Energieverluste erlitten, so daß sie in den Spektren nur als unaufgelöster Untergrund am niederenergetischen Ende erschienen.

Figur VII.2. zeigt als Beispiel ein auf diese Weise gewonnenes Spektrum. Man sieht, daß die α -Teilchen klar von den Protonen separiert sind. Die optimale Sperrschichttiefe der Detektoren wurde durch Variieren der angelegten Spannung bei der jeweiligen Einschubenergie ermittelt. Die gemessenen Winkel erstreckten sich von $\theta_{\text{L}} = 30^\circ$ bis $\theta_{\text{L}} = 160^\circ$ in 5° -Schritten. Die Aufnahme der Spektren erfolgte mittels eines 16-fach-Routingsystems in eine Rechenanlage PDP 7. Die Kanalauflösung betrug 256 Kanäle pro Spektrum. Die einzelnen Spektren wurden auf Magnetband gespeichert und später an einer Rechenanlage PDP 15 mit dem bereits erwähnten Bildschirmprogramm X15 ausgewertet.

VIII. Ergebnisse aus den Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{\text{p}},\text{p}')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(\text{p},\alpha)^{36}\text{Ar}$

1) Elastische Protonenstreuung

Bei der elastischen Streuung können im Rahmen des optischen Modells Resonanzerscheinungen qualitativ und quantitativ untersucht werden. Das Verfahren hierzu ist die sog. Streuphasenanalyse. Dieses Verfahren soll im folgenden kurz besprochen werden. Der Formalismus wurde aus Ref. (Schu 71) entnommen.

a) Resonanzen im optischen Modell

Im optischen Modell lassen sich Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke für elastische Protonenstreuung an Spin 0-Ker-

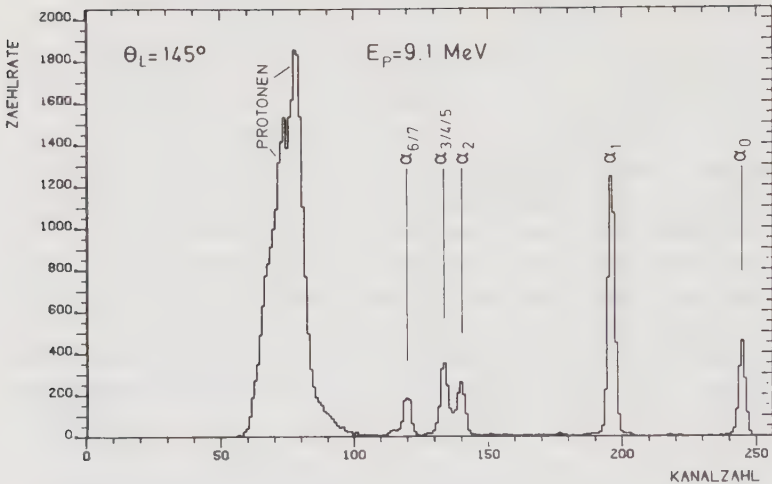


Fig. VII.2.: α -Teilchen-Spektrum der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$. Die Peaks, die zum Grundzustand 0^+ und zum ersten angeregten Zustand (1.97 MeV 2^+) in ^{36}Ar gehören sind deutlich zu erkennen. Die höheren Zustände sind nicht mehr aufgelöst. Die Protonen erscheinen als breiter Peak am niederenergetischen Ende des Spektrums.

nen durch zwei Amplituden g und h beschreiben^(*):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |g|^2 + |h|^2$$

$$A = \frac{\text{Im}(gh^*)}{|g|^2 + |h|^2}$$

Die Amplituden g und h sind gegeben durch:

^(*) Aus früheren Untersuchungen des optischen Modells (Ros 65) ist bekannt, daß Kernspins bei der Beschreibung der elastischen Streuung durch das opt. Modell keinen großen Einfluß ausüben, und sich Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke auch für Kerne mit Spin ungleich 0 gut mit obigem Formalismus beschreiben lassen.

$$g = \frac{-\eta}{2K \cdot \sin^2(\frac{\theta}{2})} \cdot e^{-i\eta \ln(\sin^2 \frac{\theta}{2})} + \frac{i}{2K} \sum_{1,j} (j+\frac{1}{2}) (1-S_{1j}) \cdot e^{2i\omega_l} P_1(\cos\theta)$$

$$h = \frac{1}{2k} \sum_{1,j} (-1)^{j+1+1/2} (1-S_{1j}) e^{2i\omega_l} P_1^1(\cos\theta)$$

Mit $\eta = \frac{Ze^2}{\hbar v}$, v = Relativgeschwindigkeit des einlaufenden Protons

$K = \frac{mv}{\hbar}$, m = reduzierte Masse des Protons

ω_1 = Coulombstreuphasen mit $\omega_0 = 0$, $\omega_1 = \sum_{t=1}^1 A_{t\alpha n} \left(\frac{\eta}{t} \right)$

$S_{1j} = e^{2i\delta_{1j}}$ δ_{1j} = komplexe Potentialstreuphasen

Eine Resonanz kann durch einen Resonanzterm in der Streumatrix berücksichtigt werden (Breit-Wigner-Term).

$$S_{lj} = e^{2i\text{Re}\delta_{lj}} \cdot \left[e^{-2i\text{Im}\delta_{lj}} + i \sum_R \frac{e^{2i\eta_R} \cdot T_P}{E_R - E - \frac{i}{2}\Gamma_R} \right]$$

Die resonante Streuung wird durch den Bahndrehimpuls l , Spin j , Partialbreite Γ_P , Gesamtbreite Γ_R , Resonanzenergie E_R und die Resonanzmischungsphase φ_R beschrieben, die nicht resonante Streuung durch die komplexen Streuphasen δ_{lj} . Die Summe über die einzelnen Breit-Wigner-Terme ergibt nur dann korrekte Resonanz-Parameter, wenn keine Überlappung von Resonanzen mit gleichem l und j auftritt. Bei nur einer Resonanz entfällt die Summe.

Im allgemeinen sind die Parameter der resonanten und nicht-resonanten Streuung unbekannt und müssen durch Fitprozeduren bestimmt werden. Dieses Verfahren ist jedoch nicht mehr anwendbar, wenn compoundelastische Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in größerem Maß auftreten. Daher wurde als erstes der compoundelastische Anteil der Reaktion $^{39}\text{K}(\vec{p}, p_0)^{39}\text{K}$ in unserem Meßbereich abgeschätzt.

b) Abschätzung des compoundelastischen Anteils bei der Reaktion $^{39}\text{K}(\vec{p}, p_0)^{39}\text{K}$

Um ein Maß für den compoundelastischen Anteil der elastischen Protonenstreuung an ^{39}K zu erhalten, wurden die Anregungsfunktionen für alle Meßwinkel einer Fluktuationsanalyse unter-

worfen. Da als zusätzliche Meßgröße zum Wirkungsquerschnitt die Analysierstärke zur Verfügung stand, wurde die Analyse sowohl für σ , als auch für σ_A (polarisierter WQ) durchgeführt. Das Verfahren, nach dem vorgegangen wurde und das Programm dazu sind in Ref. (Wan 78) ausführlich beschrieben. Obwohl die Schrittweite dieser Messung mit 50 keV für eine Fluktuationsanalyse recht grob ist, wurden Ergebnisse erzielt, die mit Messungen anderer Autoren in guter Übereinstimmung sind. Abb. VII.3. zeigt als Beispiel die Autokorrelationsfunktion

$$C_{\sigma_A(r)}(\epsilon) = \frac{\langle \sigma_A(r)(E, \theta) \cdot \sigma_A(r)(E + \epsilon, \theta) \rangle - \langle \sigma_A(r)(E, \theta) \rangle \langle \sigma_A(r)(E + \epsilon, \theta) \rangle}{\langle \sigma(r)(E) \rangle \cdot \langle \sigma(r)(E + \epsilon) \rangle} - 1$$

für den Winkel 135° . Die eingezeichnete glatte Kurve ist das Ergebnis eines Lorentzfits mit $\Gamma = 17$ keV.

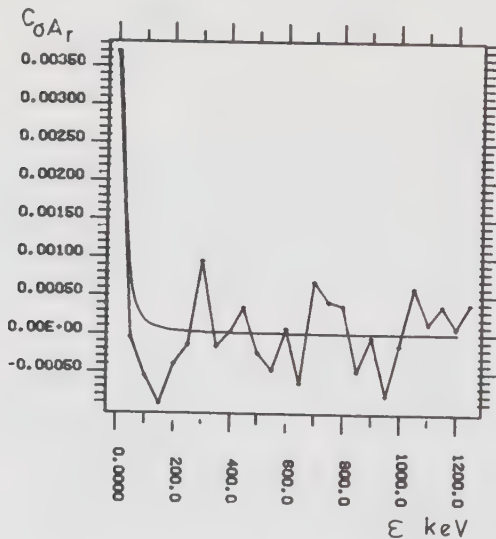


Abb.VIII.1.: Autokorrelationsfunktion der Reaktion $^{39}\text{K}(p, p_0)$ für $\theta_L = 135^\circ$. Die eingezeichnete glatte Kurve ist das Ergebnis eines Lorentzfits an die Punkte. Hier ergab sich $\Gamma = 17$ keV.

Es ergab sich für die Kohärenzbreite Γ ein Wert von $\Gamma \approx 15$ keV für σ bzw. der Wert $\Gamma \approx 17.5$ keV für σ_A . Dies stimmt gut mit dem Wert $\Gamma \approx 15$ keV überein, wie er von anderen Autoren aus der Analyse der Reaktion $^{39}\text{K}(p,\alpha)^{36}\text{Ar}$ erhalten wurde (Ehr 66). Die Werte für $\frac{\sigma_D}{\sigma}$, also das Verhältnis zwischen dem direkten zum Gesamtwirkungsquerschnitt lagen für die Analyse von σ zwischen 0.9 und 1, und für die Analyse von σ_A zwischen 0.95 und 1.

Daraus kann man schließen, daß die gemittelten Anregungsfunktionen zum überwiegenden Teil aus direkten Anteilen der Streuung bestehen und der sehr kleine compoundelastische Anteil keinen merklichen Einfluß auf den Verlauf der (gemittelten) Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken haben kann. Daher schien es gerechtfertigt, eine Streuphasenanalyse zu machen. Von den Riesenresonanzzuständen kann man erwarten, daß sie bevorzugt durch einen direkten Reaktionsmechanismus angeregt werden.

c) Streuphasenanalyse

i) Das Verfahren

Zur Durchführung der Streuphasenanalyse wurde ein Programm erstellt, das den Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke der elastischen Protonenstreuung nach dem in Abschnitt a) dieses Kapitels beschriebenen Formalismus berechnet. Eingabe-Parameter sind die Realteile der Streuphasen

δ_{1j} , und die Beträge der Größen S_{1j} sowie die WQ's und die Analysierstärken; daraus berechnet das Programm die Werte für S_{1j}

$$\begin{aligned} \text{Re } S_{1j} &= \cos 2 \text{Re } \delta_{1j} |S_{1j}| \\ \text{Im } S_{1j} &= \sin 2 \text{Re } \delta_{1j} |S_{1j}| \end{aligned}$$

und damit den Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke. Dieses Programm wurde als FUNKTION-Unterprogramm an das Fitprogramm MINUIT (Minuit) angeschlossen, das die eigentliche Fitprozedur vornimmt. Gefittet wurden die Größen $\text{Re } \delta_{1j}$ und $|S_{1j}|$.

Der größte Bahndrehimpuls, der im Fit berücksichtigt wurde war $L = 3$, da höhere Werte bei unseren Einschußenergien prak-

tisch nichts mehr beitragen, wie die Rechnungen zeigten. Die Größe χ^2 , die das Programm MINUIT minimisierte setzte sich aus den Werten χ^2 für den WQ und die Analysierstärke zusammen.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sigma(\theta_i)^{\text{exp}} - \sigma(\theta_i)^{\text{theo}})^2}{\Delta \sigma(\theta_i)^2} + \frac{(A(\theta_i)^{\text{exp}} - A(\theta_i)^{\text{theo}})^2}{\Delta A(\theta_i)^2}$$

Der Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke wurden also gleichzeitig angefitet. Als Startwerte für die Fitparameter wurden die Ergebnisse von optischen Modellrechnungen mit einem Becchetti-Greenlees-Potential eingegeben (Becc 69).

ii) Ergebnisse

Da die Riesenresonanzen im allgemeinen Breiten von mehreren MeV besitzen, wurden die Anregungsfunktionen über 1 MeV gemittelt. Dadurch erhält man einen glatten Verlauf für σ und A und eventuelle intermediäre Strukturen mit Breiten von wenigen 100 keV werden durch den Mittelungsprozeß geglättet. In Abb.VIII.2. ist die Anregungsfunktion des Wirkungsquerschnittes für den Winkel $\theta_L = 125^\circ$ über verschiedene Intervalle gemittelt dargestellt. Man sieht deutlich, daß bei einem Mittelungsintervall von 300 keV noch Strukturen von einigen 100 keV Breite auftreten. Erst beim Intervall von 1 MeV ist die Kurve glatt und zeigt einen stetigen Verlauf. Bei diesem großen Mittelungsintervall bleibt als einziges ein breites Maximum von ungefähr 1 MeV Breite bei einer Energie von etwa 10 MeV übrig. Dieses ist sowohl im Wirkungsquerschnitt als auch im polarisierten Wirkungsquerschnitt σ_A zu sehen. Dieses Maximum tritt auch in der gemittelten Anregungsfunktion für den polarisierten Wirkungsquerschnitt bei den Winkeln 135° und 145° auf. Die polarisierten Wirkungsquerschnitte für die Winkel 155° und 165° (nicht abgebildet) zeigen ebenfalls resonante Strukturen. Die Anregungsenergie in ^{40}Ca , bei der diese Struktur liegt beträgt ≈ 18 MeV, entspräche also energetisch der E2-Riesenresonanz. Andererseits wird dieser Energiebereich von der E1-Riesenresonanz überdeckt. Da die E1-RR durch die Reaktionen $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{40}\text{Ca}$ und $^{40}\text{Ca}(\alpha, p)^{39}\text{K}$ stark angeregt wird (Die 73), ist zu vermuten, daß sie auch durch Protonenstreuung am ^{39}K angeregt wird. Dies sollte im energetischen

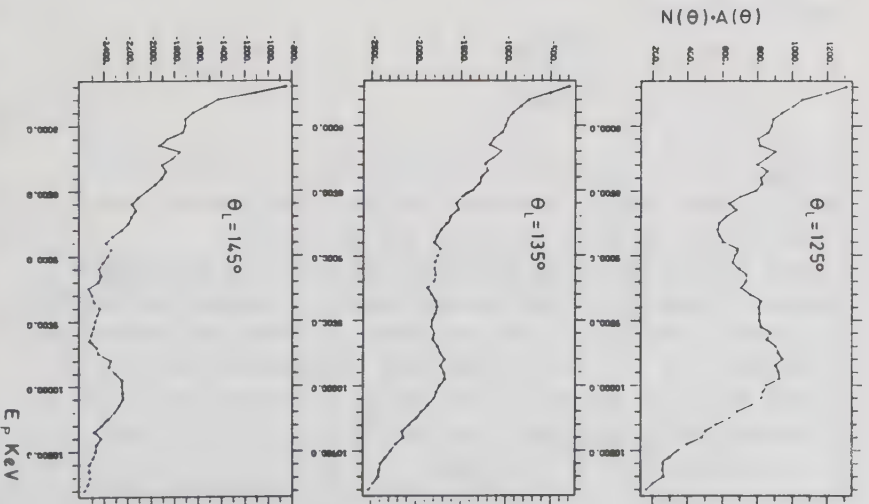
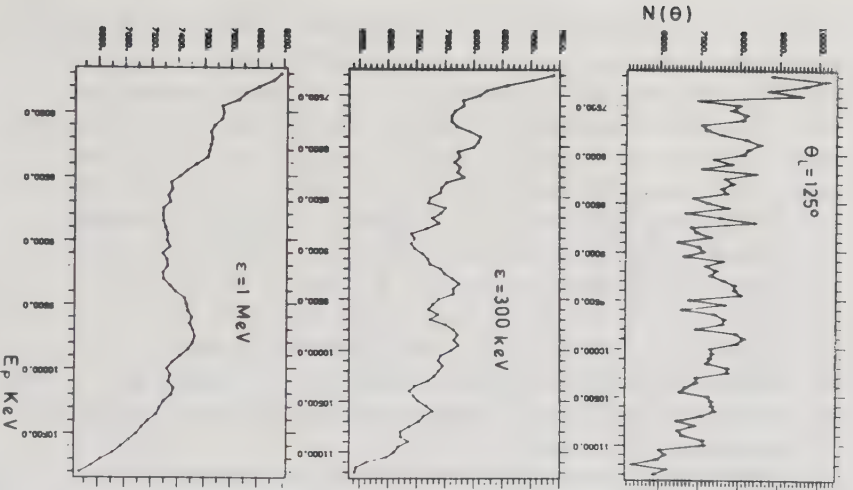


Abb.VIII.2.: Die Anregungsfunktion des Wirkungsquerschnittes ($\theta_L=125^\circ$) der elastischen Protonenstreuung an ^{39}K verschieden stark gemittelt. Bei einem Mittelungsintervall von 1 MeV bleibt bei $E_p \approx 10$ MeV ein 1 MeV-breites Maximum. In den gemittelten Anregungsfunktionen des polarisierten Wirkungsquerschnittes ist diese Struktur bei den Winkeln 125° , 135° und 145° ebenfalls zu sehen.

Verlauf der Streuphasen für $L=1$ zum Ausdruck kommen. Die über 1 MeV energiegemittelten Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken wurden in 100 keV-Schritten durch das oben beschriebene Programm angefitet. In Abb. VIII.3. wird die Güte der Fitergebnisse bei drei willkürlich herausgegriffenen Energien demonstriert. Man sieht, daß sowohl bei den Wirkungsquerschnitten, als auch bei den Analysierstärken die Fitkurven praktisch durch die Meßpunkte laufen. Abb.VIII.4. zeigt den Verlauf der Streuphasen δ_{1j} und der Größen $|S_{1j}|$ für $L=0,1, 2$ und 3. Außer bei den Werten für $L=3$ treten bei allen Drehimpulsen resonanzartige Strukturen auf. Es gelang nicht, einen Satz von Streuphasen zu finden bei dem resonanzartige Strukturen überwiegend bei einem bestimmten Drehimpuls auftreten.

Das Verhalten der Streuphasen $\text{Re } \delta_{1j}$ und der Größen $|S_{1j}|$ in Abb. VIII.4. zeigt, daß die Strukturen nicht gleichzeitig in $\text{Re } \delta_{1j}$ und $|S_{1j}|$ auftreten. Eine sensitive Möglichkeit, aus den bestimmten Streuphasen das Auftreten einer Resonanz zu erkennen, ist ein Plot, bei dem man in der komplexen Ebene die Größen

$$\begin{aligned}\text{Re } C_{1j} &= \frac{\text{Im } S_{1j}}{2} \\ \text{Im } C_{1j} &= \frac{1 - \text{Re } S_{1j}}{2}\end{aligned}$$

aufträgt und die Punkte nach steigender Energie verbindet.

Im Falle einer Resonanz entsteht so eine geschlossene Kurve mit Umlaufsinn entgegen dem Uhrzeiger (Wien 67).

In Abb. VIII.5. ist als Beispiel das Verhalten der $d\ 3/2$ -Welle dargestellt, wie man es für eine deutlich ausgeprägte Resonanz erwarten würde.

Die Rechnung wurde mit einem optischen Potential von Becchetti-Greenless (Becc 69) durchgeführt. Die Resonanzparameter waren $E_R = 18$ MeV, $\Gamma_R = 1$ MeV, $\varphi_R = 0^\circ$ und $\Gamma_p = 0.2$ MeV. Die in die Abbildung eingetragenen Energien sind die Protoneneinschußenergien ($E_x = E_p^{\text{CM}} + 8.33$ MeV).

Aus Abb. VIII.5. ist ersichtlich, daß die Kurve bis hin zu $E_p \approx 9$ MeV ($E_x = 17.1$ MeV) einen glatten, off-resonanten Verlauf zeigt. Bei höheren Energien beginnt die negative Krümmung der Kurve bis hin zu $E_p \approx 11$ MeV.

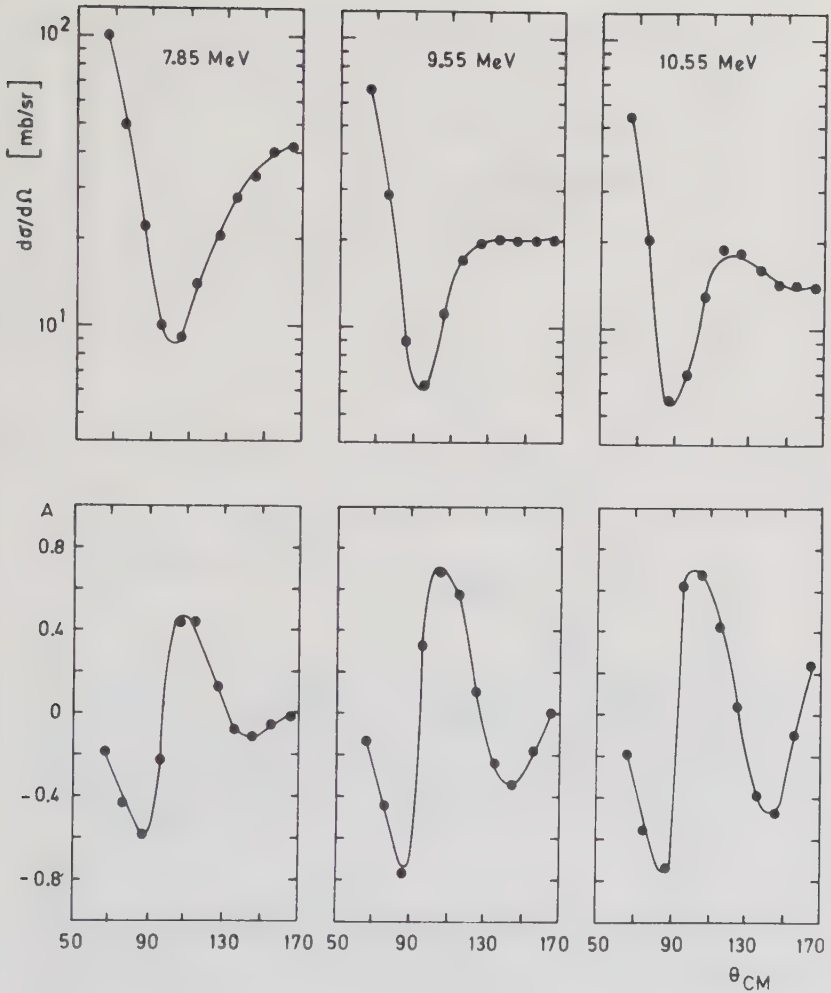


Abb.VIII.3.: Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken (1 MeV gemittelt) der elastischen Protonenstreuung an ^{39}K bei drei verschiedenen Einschüßenergien. Die durchgezogenen Kurven sind Fitergebnisse (siehe Text).

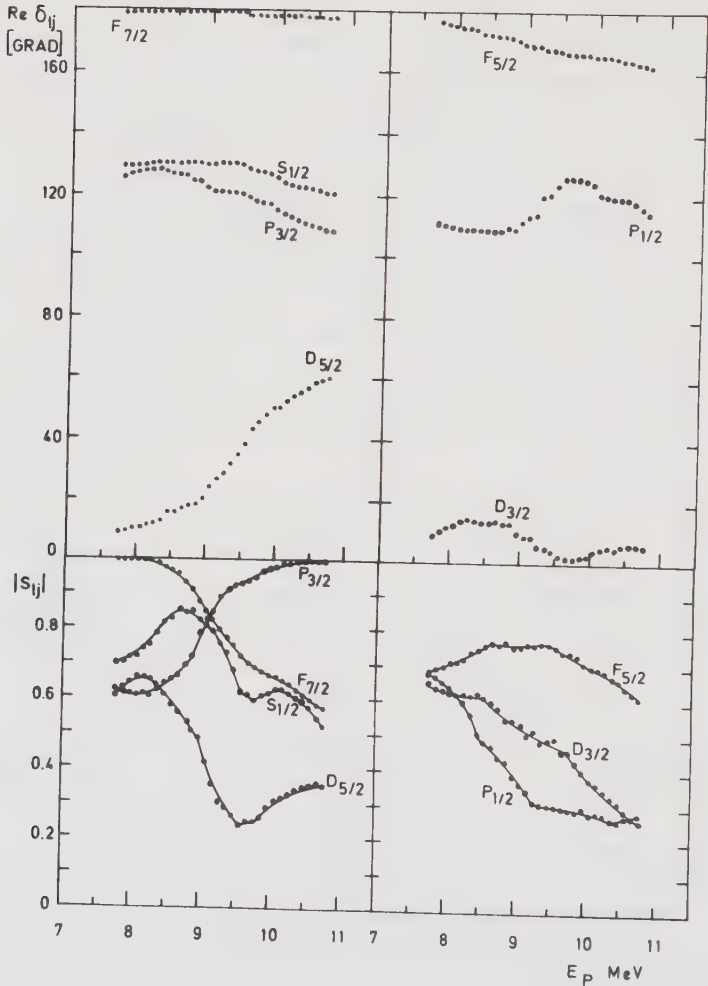


Abb. VIII.4.: Die Streuphasen der elastischen Protonenstreuung an ^{39}K im Energiebereich $7.75 \text{ MeV} \leq E_p \leq 10.75 \text{ MeV}$ für $L = 0, 1, 2, 3$ (S, P, D, F). Die Werte wurden in 100 keV-Schritten durch einen Fit an die 1 MeV-gemittelten Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken gewonnen. Die durchgezogenen Kurven sind als Sichthilfen zu betrachten.

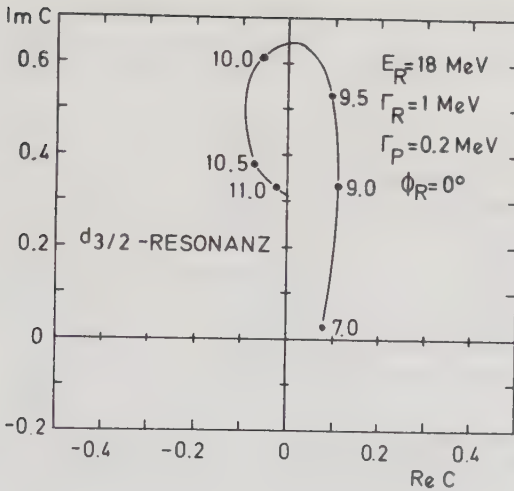


Abb. VIII.5.: Das Verhalten der Größe $C_{2(3/2)}$ für eine $d_{3/2}$ -Resonanz. Die Rechnung erfolgte mit einem optischen Potential von Becchetti-Greenlees (Becc 69) und einem Resonanzterm (siehe Abschnitt 1a dieses Kapitels). Die Resonanzparameter sind in die Abbildung eingezeichnet. Die Zahlen an den Punkten bedeuten die Einschüßenergie in MeV.

In Abb. VIII.6. sind die Plots für $L=0,1$ und 2 , wie sie sich aus dem vorliegenden Experiment ergeben dargestellt. Die Kurven zeigen alle Strukturen mit z.T. wechselnden Krümmungen, was durchaus auf resonante Anteile schließen läßt. Allerdings kommen Kurven wie in Abb. VIII.5., die eindeutige Aussagen über Resonanzeigenschaften zulassen nicht vor. Eventuell liegen hier überlappende Resonanzen vor (E_1 und E_2), wobei sich die Streuphasen für die verschiedenen L -Werte gegenseitig beeinflussen, so daß kein eindeutiges Ergebnis zustandekommt. Im vorliegenden Experiment lassen sich aus der Streuphasenanalyse weder für die Quadrupol- noch für die Dipolriesenresonanz quantitative Aussagen gewinnen.

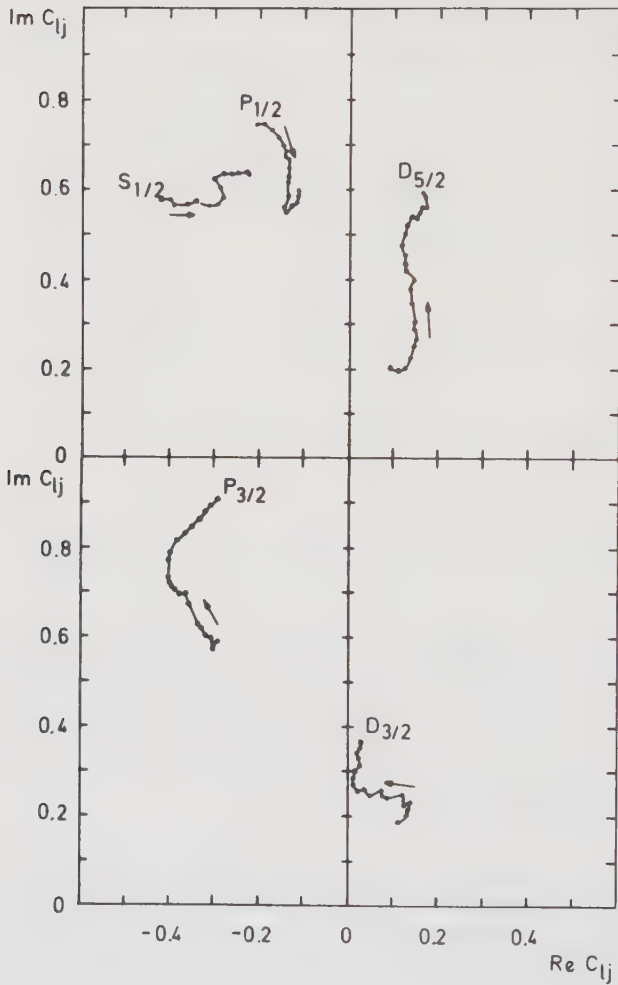


Abb.VIII.6.: Die Plots für die Koeffizienten C_{lj} ($l=0,1,2$) in der komplexen Ebene. Die Kurven beschreiben den Verlauf von $E_p = 7.75$ MeV bis $E_p = 10.75$ MeV. Der Umlaufsinn der Kurven für die einzelnen Werte ist (nach steigender Energie) durch einen Pfeil markiert.

2) Ergebnisse der inelastischen Protonenstreuung

Neben den elastisch gestreuten Protonen wurden die inelastischen Protonengruppen, die zu den vier niedrigsten Zuständen in ^{39}K gehören ausgewertet. Die Energien und Spins dieser Zustände sind (Endt 73) 2.52 MeV ($1/2^+$), 2.81 MeV ($7/2^-$), 3.02 MeV ($3/2^-$) und 3.60 MeV ($9/2^-$) (Boyd 77). Mit Ausnahme der inelastisch gestreuten Protonen zum 4. angeregten Zustand verlaufen die gemittelten Anregungsfunktionen glatt und zeigen keine Strukturen. Es erfolgt ein monotoner Abfall zu den höheren Einschubenergien hin. Die Analysierstärken sind durchweg sehr klein und erreichen kaum Werte von 0.1 .

In Abb.VIII.7. sind die über 1 MeV gemittelten Anregungsfunktionen für zwei Winkel $\theta_L = 75^\circ$ und $\theta_L = 165^\circ$ dargestellt. Lediglich der Wirkungsquerschnitt für P4 zeigt ein Verhalten, das als resonanzähnlich bezeichnet werden könnte. Ab etwa 9 MeV erfolgt bei den Vorwärtswinkeln ein Anstieg des Wirkungsquerschnittes (nach vorherigem Abfall), bei den Rückwärtswinkeln deutet sich ab etwa 9 MeV ein breiter Peak an. Von der Anregungsenergie in ^{40}Ca her ($E_x \approx 17$ MeV) könnte dieser Peak sowohl von der E2-RR als auch von der E1-RR herühren. Diese Struktur ist ähnlich der in der elastischen Streuung. Eine Entwicklung des Wirkungsquerschnittes nach Legendre Polynomen erbrachte keine Dominanz eines bestimmten L-Wertes. Daher kann über die Multipolaritäten in dieser Struktur nichts ausgesagt werden.

Zu bemerken ist, daß der vierte angeregte Zustand in ^{39}K nicht als einfacher Lochzustand anzusehen ist, sondern eher im Rahmen des Core-Coupling Modells verstanden werden kann (Boyd 77).

In der bereits zitierten Arbeit (Youn 77) wurde der Protonenzerfall der Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca auch in höher angeregte Zustände von ^{39}K untersucht. Dabei wurde eine größere Zerfallsrate in die niedrig liegenden Zustände ($\approx 22\%$) gefunden. Die vier niedrigsten Zustände in ^{39}K waren energetisch nicht aufgelöst und wurden zusammen ausgewertet. Die Zerfallsrate wurde größtenteils als zum ersten angeregten Zustand

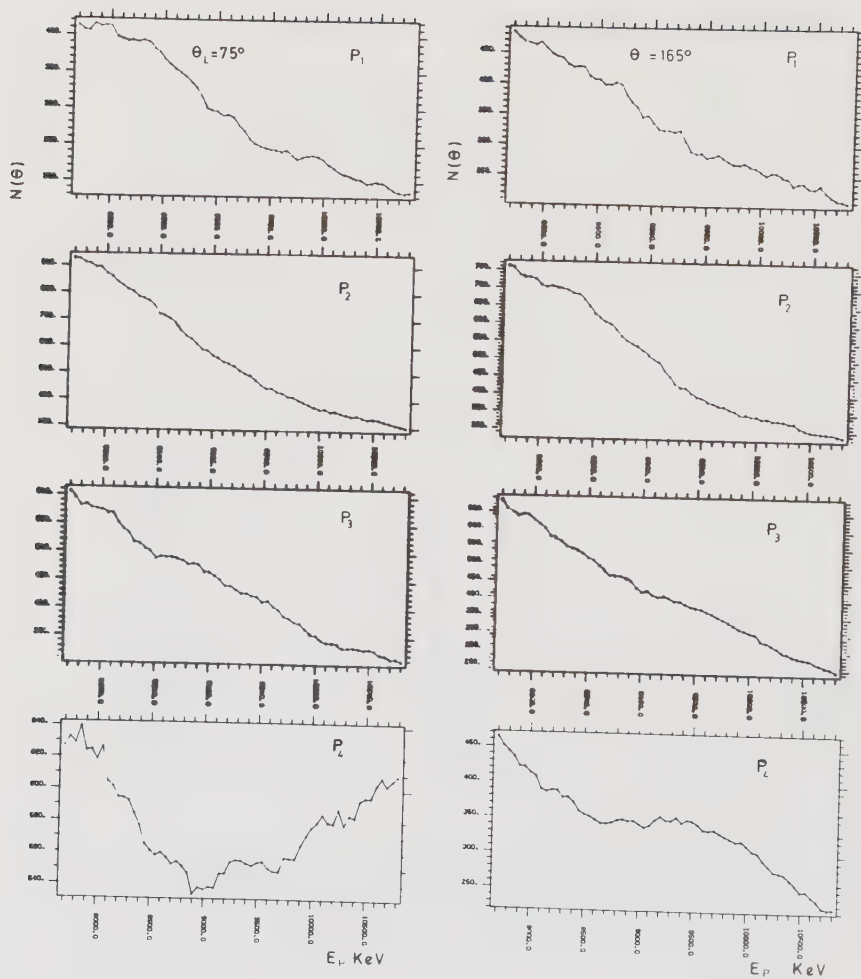


Abb.VIII.7.: Energiegemittelte (1 MeV) Anregungsfunktionen der Wirkungsquerschnitte für die vier niedrigsten Anregungszustände in ^{39}K bei den Winkeln $\theta_L = 75^\circ$ und $\theta_L = 165^\circ$. Energien und Spins der Zustände sind im Text angegeben. Der Wirkungsquerschnitt für P_4 zeigt als einziger deutliches resonanzartiges Verhalten.

(S 1/2-Loch) führend interpretiert.

Nach der vorliegenden Arbeit scheint sich die Quadrupolriesenresonanz in ^{40}Ca jedoch eher im Protonenkanal zum 4. angeregten Zustand in ^{39}K bemerkbar zu machen.

3) Ergebnisse der Messung der Reaktion $^{39}\text{K}(p,\alpha)^{36}\text{Ar}$

Die Wirkungsquerschnitte der zwei α -Gruppen, die zum Grundzustand in $^{36}\text{Ar}(0^+)$ bzw. zum 1. angeregten Zustand (1.97 MeV, $I^\pi = 2^+$) in ^{36}Ar führ en wurden ausgewertet und nach Legendrepolynomen entwickelt. Die Winkelverteilungen zeigen im Energiebereich $9 \text{ MeV} \leq E_p \leq 10.5 \text{ MeV}$ einen auffälligen Anstieg zu Rückwärtswinkeln. In den Entwicklungskoeffizienten der Legendrepolynome A_k äußert sich dies dadurch, daß die Koeffizienten mit ungeradem Index k negative Werte annehmen. In Abb. VIII.8. sehen wir die über 1 MeV gemittelten Entwicklungskoeffizienten A_k für α_0 und α_1 .

Man erkennt deutlich, daß die ungeraden Koeffizienten sowohl für α_0 als auch für α_1 ab etwa 9 MeV ähnlich verlaufen und zu größeren negativen Werten anwachsen. Das Minimum liegt etwa bei $E_p = 10 \text{ MeV}$ ($E_x \approx 18 \text{ MeV}$). Energetisch liegt dieses Minimum also in ^{40}Ca bei $E_x \approx 18 \text{ MeV}$ und könnte von der E2-RR herrühren. Für α_0 nehmen an dieser Stelle die geraden Koeffizienten $A_{2,4,6}$ alle größere Werte an, so daß über die eventuelle Dominanz eines L-Wertes nichts ausgesagt werden kann.

Ein ähnlicher Rückwärtsanstieg der Wirkungsquerschnitte wurde von anderen Autoren (Bu 77) bei der Reaktion $^{19}\text{B}(p,\alpha)$ im Bereich der E2-RR in ^{12}C festgestellt.

Außer der richtigen energetischen Lage fehlen jedoch sowohl in der zitierten Arbeit, wie auch im vorliegenden Fall eindeutige Hinweise, daß dieses Verhalten der Winkelverteilungen auf die E2-RR zurückzuführen ist.

4) Zusammenfassung der Ergebnisse der Protonenstreuung und der Reaktion $^{39}\text{K}(p,\alpha)^{36}\text{Ar}$

Betrachten wir die Ergebnisse aus der pol. Protonenstreuung und der Reaktion $^{39}\text{K}(p,\alpha)^{36}\text{Ar}$, so treten zwar in der elast.

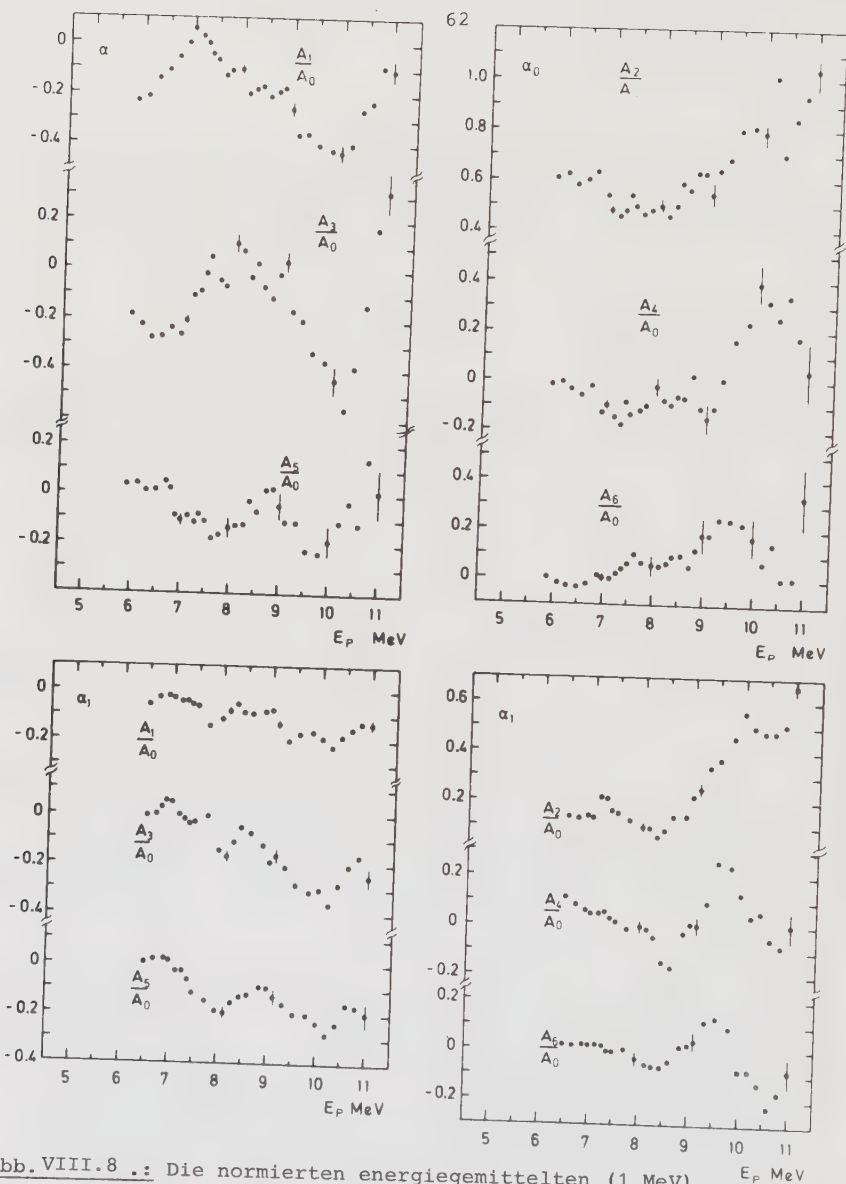


Abb. VIII.8.: Die normierten energiegemittelten (1 MeV) Legendrekoeffizienten A_k für die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{39}\text{K}(p, \alpha_0)^{36}\text{Ar}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha_1)^{36}\text{Ar}$. Übereinstimmend weisen die ungeraden Koeffizienten zwischen $E_p \approx 9$ MeV und $E_p \approx 10.5$ MeV ein Minimum mit negativen Werten auf. Einige Fehlerbalken sind exemplarisch eingezeichnet.

Protonenstreuung und in der inelastischen Streuung zum 4. angeregten Zustand in ^{39}K sowie bei den beiden α -Gruppen zum Grundzustand und 1. angeregten Zustand in ^{36}Ar an energetisch ungefähr gleichen Stellen resonanzartige Strukturen auf, doch gelingt es nicht diese Strukturen auf eine Resonanz mit definierter Multipolarität zurückzuführen.

Da die beobachteten Strukturen allerdings bei ähnlichen Energien liegen, ist zu vermuten., daß sie auf das gleiche Phänomen zurückzuführen sind. Energetisch trifft ihre Lage mit der E2-RR zusammen. Leider fehlte es an geeigneten Analysemethoden einen eindeutigen Zusammenhang zwischen den beobachteten Strukturen und den Riesenresonanzen herzustellen. Der Rückwärtsanstieg bei der $^{39}\text{K}(p,\alpha)^{36}\text{Ar}$ -Reaktion im Bereich der E2-Riesenresonanz in ^{40}Ca ist nicht so auffällig wie in der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ im Bereich der Quadrupolriesenresonanz in ^{12}C (Bu 77). Während in ^{12}C die E2-Riesenresonanz zu einem großen Teil aus 1T-1L-Zuständen besteht, die durch Protonen über das P3/2-Loch in ^{11}B (Grundzustand) erreicht werden können (Bu 77), scheint die E2-RR in ^{40}Ca nur zu einem Bruchteil aus Zuständen zu bestehen, die über das d3/2-Loch in ^{39}K erreicht werden können. Dies ist mit den zitierten Rechnungen von Knüpfer et al. (Knü 78) in Einklang.

IX. Abschlußbemerkungen

In der vorliegenden Arbeit wurde das Riesenresonanzgebiet in ^{40}Ca durch zwei verschiedene Reaktionstypen, nämlich "hochenergetischer" α -Streuung an ^{40}Ca und den "niederenergetischen" Reaktionen $^{39}\text{K}(\vec{p}, p')^{39}\text{K}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ untersucht.

Dabei lieferten bei der hochenergetischen α -Streuung DWBA-Analysen eindeutige Ergebnisse über Multipolaritäten und Übergangsstärken der einzelnen Anregungsbereiche.

Zwar wurden auch bei der elastischen Protonenstreuung an ^{39}K und der inelastischen Protonenstreuung zum 4. angeregten Zustand in ^{39}K , sowie bei den Reaktionen $^{39}\text{K}(p, \alpha_0)^{36}\text{Ar}$ und $^{39}\text{K}(p, \alpha_1)^{36}\text{Ar}$ breite resonanzartige Strukturen im Anregungsbereich der E2-Riesenresonanz in ^{40}Ca gefunden, doch war es hier nicht möglich, eindeutige Aussagen über die Eigenschaften dieser Strukturen zu gewinnen.

Die hochenergetische Streuung unter extremen Vorwärtswinkeln erweist sich als geeignetes Verfahren zur systematischen Untersuchung von hochenergetischen kollektiven Anregungszuständen.

Ausgeprägte Strukturen in gewissen Reaktionskanälen bei niederenergetischen Reaktionen sind dann zu erwarten, wenn ein starker Überlapp zwischen der Wellenfunktion einer Resonanz und der des Eingangskanals besteht.

Aus der Stärke dieser Strukturen und ihrem Auftreten in verschiedenen Kanälen können eventuell Aussagen über die Konfiguration der Resonanzzustände erhalten werden.

Zitate

- Arv 79 J. Arvieux, J.P. Albanese, M. Buenerd, D. Lebrun, E. Boschitz, and C.H.Q. Ingram, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) S. 753
- Aus 70 N. Austern, Monographs and Texts in Physics and Astronomy, Volume XXV, Edited by R.E. Marshak, John Wiley & Sons, New York (1970)
- A 15 M. Trautner, Diplomarbeit (1977), Erlangen
- Be 76 F.E. Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Science 26 (1976), S. 457
- Becc 69 F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969), S. 1190
- Bern A.M. Bernstein, Advances in Nuclear Physics 3, S. 325, Plenum Press, New York (1969)
- Bert 79 F.E. Bertrand, G.R. Satchler, D.J. Horen, and A. van de Woude, Physics Letters 80B (1979), S.198
- Boyd 77 R.M. Boyd, A. Mignerey, and G.D. Gunn, Nucl. Phys. A281 (1977), S. 405
- Bohr 75 A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure, Benjamin New York (1975)
- Bray 71 K.H. Bray et al., Phys. Letters 35B (1971) S. 41
- Bu 77 W. Buck, H. Stäbler, G. Staudt, H. Oeschler, Nucl. Phys. A281 (1977) S. 469
- Die 73 E.M. Diener, J.F. Amann, P. Paul, Phys. Rev. C7 (1973), S.695
- Don W. Donner, Einführung in die Theorie der Kernspektren, B.I.-Taschenbuch 556/556a.
- Dwu P.D. Kunz, University of Colorado, unveröffentlicht
- Eck 70 J.S. Eck and W.J. Thompson, Proc. 3rd Int. Symp. on Polarization Phenomena, Madison 1970, S.651
- Ehr 66 D. von Ehrenstein, L. Mayer-Schützmeister, R.G. Allas, Nucl. Phys. 79 (1966), S.625
- Eick 75 H. Eickhoff, D. Frekers, H. Löhner, K. Poppensieker, R. Santo, G. Gaul, C. Mayer-Böricke, and P. Turek, Nucl. Phys. A252 (1975), S. 333
- Eis 70 J.M. Eisenberg, Walter Greiner, Nuclear Models, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, London 1970

- Endt 73 P.M. Endt and C. von der Leun, Nucl. Phys. A214 (1973)
- Fei 75 J.H. Feist, Dissertation, Erlangen 1975
- Hab 70 D. Habs, G. Hauser, G. Hoffmann, H. Klewe-Nebenius,
R. Löhken, U. Martens, H. Rebel, G. Schatz, G.W.
Schweimer, J. Specht
Externer Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe,
Oktober 1970 Nr. 18/70-2.
- Hal 75 E.C. Halbert, J.M. McGrory, G.R. Satchler, and J. Speth,
Nucl. Phys. A245 (1975), S. 189
- Knü 78 Knüpfer et al., Inst. f. Theor. Physik, Erlangen,
private Mitteilung
- Köh 79 M. Köhler, KFA Jülich, private Mitteilung
- Mart 75a N. Marty et al., Proceedings of the International
Symposium on Highly Excited States in Nuclei, Jülich
1975, Herausgeber A. Faessler, C. Mayer-Böricke,
P. Turek, KFA Jülich GmbH, Jülich, Band 1, S. 17
- Mart 75 N. Marty et al., Nucl. Phys. A 238 (1975) S. 93
- Minuit James, Roos, Cern Computer Program Library 1974
J. Stumm, Jahresbericht d. Phys. Inst. d. Univ.
Erlangen-Nürnberg 1976, S. 107
- Moa 77 A. Moalem, Nucl. Phys. A281 (1977), S. 461
- Ros 65 L. Rosen et al., Annals of Physics 34 (1965), S. 96
- Sa 67 G.R. Satchler, Nucl. Phys. A100 (1967), S.481
- Sa 72 G.R. Satchler, Part. and Nuclei 5 (1973), S. 105
- Sat 72 G.R. Satchler, Nucl. Phys. A195 (1972), S. 1
- Sa 74 G.R. Satchler, Physics Reports 14 (1974), S. 97
- Schu 71 P. Schulze-Döbler, Diplomarbeit, Erlangen 1971
- Stein 50 H. Steinwedel und J.H.D. Jensen, Z. Naturforsch. 5a
(1950), S. 413
- Tori 75 Y. Torizuka et al., Phys. Rev. C11 (1975), S. 1174
- Wan 78 M. Wangler, Dissertation, Erlangen 1978
- Wat 73 R.B. Watson, D. Branford, J.L. Black, and W.J. Caelli
Nucl. Phys. A203 (1973), S. 209
- Weiß 74 H. Weiß, Zulassungsarbeit, Erlangen 1974
- Wien 67 K. Wienhard, Dissertation, Erlangen 1967
- Woud 77 A. von der Woude, Proceedings of the X. Summer School
in Nucl. Physics, Mikolajki, Polen, 1977

- Wou 78 A. van der Woude, private Mitteilung
- Yama 78 T. Yamagata et al., Phys. Rev. Letters 40 (1978),
S. 1628
- Youn 76 D.H. Youngblood, J.M. Moss, C.M. Rosza, J.D. Bronson,
A.D. Bacher, and D.R. Brown, Phys. Rev. C13 (1976),
S. 994
- Youn 77 D.H. Youngblood, A.D. Bacher, D.R. Brown, J.D.
Bronson, J.M. Mass, and C.M. Rosza, Phys. Rev. C15
(1977), S. 246
- Youn 77a D.H. Youngblood, C.M. Rosza, J.M. Moss, D.R. Brown,
J.D. Bronson, Phys. Rev. Lett. 39 (1977), S.1188

Ich danke Herrn Prof. Dr. A. Hofmann für die Anregung zu dieser interessanten Arbeit und sein reges Interesse an ihrem Fortgang.

Weiterhin möchte ich allen Mitgliedern der "Gruppe Hofmann" für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente danken. Den Herren Dr. W. Eyrich, Dr. U. Scheib, Dr. S. Schneider und Dr. F. Vogler danke ich für die Unterstützung bei der Messung in Karlsruhe.

Der Gesellschaft für Kernforschung GmbH Karlsruhe danke ich für die Ermöglichung des Experiments am Karlsruher Zyklotron. Verbunden damit ist mein Dank an Herrn Prof. Dr. H. Rebel für die Bereitstellung der dortigen Experimentiereinrichtungen.

Für nützliche Hinweise und Anregungen bei der Durchführung der Streuphasenanalyse möchte ich den Herren Dr. W. Kretschmer und Dr. W. Stach danken.

Nicht zuletzt gebührt Herrn Dr. M. Wangler Dank für die Überlassung der Programme X15 und FLUC.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

LEBENS LAUF

Name	Heinrich Rost
geboren am	12. November 1946
in	Weismain, Landkreis Lichtenfels
Eltern	Andreas Rost, gestorben am 23.8.1972 Ehefrau Margareta, geb. Metzner
Familienstand	seit 1972 verheiratet mit Ursula Rost, geb. Kaiser
Kinder	Andrea Rost, geb. 3.10.72 Michaela Rost, geb. 4.11.75
Schulen	1953 - 1957 Volksschule Weismain 1957 - 1967 Clavius Gymnasium Bamberg
Wehrdienst	Oktober 1967 - März 1969
Studium	1969 - 1975 in Erlangen, Physik
Prüfungen	19.10.1971 Diplomvorprüfung in Physik 4.08.1975 Diplomhauptprüfung in Physik
Stellungen	1.11.75 - 31.10.76 Stipendium nach dem Graduierten Fördergesetz und wissen- schaftliche Hilfskraft 1.11.76 - 31.12.77 wissenschaftliche Hilfskraft seit 1.1.78 wissenschaftlicher Ange- stellter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Erlangen, den 16.5.1979

